



TITLE:

開閉装置の合成等価試験に関する
理論的ならびに実験的研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

伊藤, 利朗

CITATION:

伊藤, 利朗. 開閉装置の合成等価試験に関する理論的ならびに実験的研究. 京都大学, 1962, 工学博士

ISSUE DATE:

1962-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/162020>

RIGHT:

開閉装置の合成等価試験に関する
理論的ならびに実験的研究

伊 藤 利 朗

昭和 36 年 5 月

三 菱 電 機 株 式 会 社 研 究 所

目 次

内 容 梗 概	1
序 論	3
第 1 部 合成等価試験に関する基礎的研究	4
第 1 章 シヤ断器合成等価試験方法の概論	4
1・1 緒 言	4
1・2 シヤ断器シヤ断性能の検証方法の一般論	5
1・3 これまでに提案されている合成等価試験法	6
1・4 結 言	16
第 2 章 シヤ断器の消弧現象に関する基礎的研究	17
2・1 緒 言	17
2・2 従 来 の 研 究	18
2・2・1 古 典 的 理 論	18
2・2・2 エ ネ ル ギ 平 衡 論	19
2・2・3 A・Hochrainer の理論	20
2・3 高気圧アークプラズマに関する基礎概念	21
2・3・1 高温における粒子の熱解離、熱電離の平衡定数	21
2・3・2 空間の導電率 σ	22
2・3・3 熱伝導率 λ	24
(1) Normal conductivity λ_n	24
(2) 解離、電離エネルギーの拡散による熱伝導率 λ_r	24
2・3・4 アーク空間のエンタルピーおよび定圧比熱	29
2・4 アーク空間における状態が熱平衡に達する早さ、 および粒子混合の早さの推定	32
2・4・1 分子の熱解離、原子の分子への再結合	32
2・4・2 電子対イオンの再結合	34
2・4・3 熱力学的平衡が達成される早さの推定	37
2・4・4 粒子混合の早さの推定	38

DOC

1961

1

電気工

2・5	シヤ断器内の高圧アークプラズマの基礎方程式	4 0
2・6	アーク動特性の模型的考察	4 3
2・6・1	静止気体中のアーク	4 4
2・6・2	軸方向に吹き付けのあるアーク空間に対する模型的考察	4 4
(1)	模型化の準備としての「弧心と外焰」の説明	4 4
(2)	模型化によつて得られるアーク動特性式	4 6
2・7	結 言	4 9
第 3 章	各種の高圧アークの電流零点近傍における現象に関する実験的研究	6 1
3・1	結 言	6 1
3・2	気中自然アークの電流零点近傍の特性	6 1
3・2・1	実 験 方 法	6 2
3・2・2	実 験 結 果	6 3
(1)	電 気 的 測 定	6 3
(2)	光 学 的 測 定	6 8
3・2・3	実験結果の検討	6 8
(1)	概 論	6 8
(2)	電流零点近傍におけるアーク抵抗のCassie およびMayr の模型による表現	7 2
(3)	自然アークの動特性の定性的説明	7 4
3・3	空気シヤ断器の電流零点近傍のアーク時定数	7 6
3・3・1	時定数の概念	7 7
3・3・2	モデル空気シヤ断器に関する実験	7 8
(1)	実 験 装 置	7 8
(2)	実 験 回 路	7 9
(3)	電圧零点前の電流波形からの時定数の測定	8 0
(4)	残留電流からの時定数の測定	8 3
(5)	光 学 的 測 定	8 6
3・3・3	時定数の物理的考察	8 7
3・4	空気シヤ断器の零点近傍のアーク動特性の実験的ならびに理論的考察	9 1

3・4・1	空気シヤ断器動特性の模型的考察	9 1
(1)	動特性式の検討	9 1
(2)	零点近傍に関する実用的取り扱い	9 3
3・4・2	実験による理論の確認	9 4
(1)	回路方程式と動特性式の基準化	9 4
(2)	実験に使用せるシヤ断器のモデルと特性	9 7
(3)	残留電流波形の照合	9 8
(4)	アーク振動が発生する場合に対する照合	9 8
3・5	空気シヤ断器のキロメートル故障に対する動作の計算による推定	10 4
3・5・1	シヤ断限果の計算	10 4
3・5・2	線路途中故障を除去する場合にシヤ断器が熱的破壊を起す限界	10 6
3・5・3	キロメートル故障に対する系統特性とシヤ断能力との比較	10 7
3・6	その他のシヤ断器の消弧特性	11 1
3・6・1	放出形ヒューズの消弧特性	11 1
(1)	実験結果	11 1
(2)	実験結果の検討	11 3
3・6・2	磁気吹消シヤ断器の消弧現象	11 4
(1)	実験結果の一例	11 5
(2)	実験結果から得られる結論	11 6
3・6・3	油中自然アークの残留電流	11 6
3・6・4	S F ₆ ガス中のアーク	11 9
第 4 章	シヤ断器が適用される系統の特性	12 4
4・1	結 言	12 4
4・2	系統の再起電圧	12 4
4・2・1	概 論	12 4
4・2・2	母線の固有周波数	12 7
4・2・3	キロメートル故障	12 8
4・2・4	局所電力のシヤ断	13 2
4・2・5	変圧器の短絡あるいは端子故障のシヤ断	13 5

4・3	系統の回復電圧	137
4・4	系統の短絡電流に関する展望	138
4・5	結 言	139
第 5 章	合理的な合成等価試験方法に関する検討	141
5・1	合成等価試験の具備すべき条件	141
5・1・1	電流零点近傍の現象からの検討	141
5・1・2	電流ループの特性からの検討	142
5・2	新しい等価試験方法の提案とその概要	146
5・2・1	概 要	146
5・2・2	電流源として直流を用いる方法	147
5・2・3	電流源に蓄勢リアクトルを用いる方法	148
第 6 章	結 言	153
第 2 部	等価試験装置に関する研究および等価試験の実施例	155
第 7 章	主 回 路	156
7・1	電流源回路に関する研究	156
7・1・1	直流源を直接使用する方法	156
7・1・2	電流源に蓄勢リアクトルを使用する方法	156
(1)	概 要	156
(2)	アーク時間の制御	158
(3)	蓄勢リアクトルの電流を倍加する方法	159
7・1・3	短絡発電機から蓄勢リアクトルへエネルギーを移行する時に 生じる現象の解析	162
(1)	整流回路の過渡現象	162

(2)	発電機電圧の周波数の1周期程度の短期間で観測した時の 発電機の単相等価回路	168
(3)	短絡発電機の内部起電力 E_d , E_q の変化	171
(4)	直流電流の計算例	174
7・2	電圧源回路	181
第8章	制御装置	194
8・1	電流源回路の制御装置	194
8・2	高圧源回路の投入制御装置	196
第9章	測定装置	199
9・1	電流および電圧の測定装置	199
9・1・1	概 要	199
9・1・2	零点近傍の電流の測定	201
(1)	分 流 器	201
(2)	直 流 増 巾 器	202
9・1・3	電 圧 の 測 定	207
9・1・4	零点検出回路および掃引回路	208
9・1・5	測定器の配置(雑音に対する対策)	208
9・2	瞬時圧力の測定装置	210
9・3	光学的測定装置	211
9・4	シュリーレン法による気流の観測装置	212
第10章	新しい合成等価試験回路の実施例	225
10・1	回 路 構 成	225
10・2	空気シャ断器に対する適用例	231
10・3	油吹付シャ断器に対する適用例	243

第 1 1 章	本研究の成果の要点	2 5 3
謝	辞	2 5 7
付	録	
第 2 章に対する付録		
付 録	2・1	Cassie の模型 49
付 録	2・2	Mayr の 模 型 49
付 録	2・3	(2・3)式および(2・3')式の近似度に対する検討 50
付 録	2・4	電子の衝突断面 52
付 録	2・5	熱伝導に關与する粒子間の衝突断面 54
付 録	2・6	$\sigma_T^{(e)}$ の 計 算 55
付 録	2・7	遊離原子の 3 体衝突による再結合 57
付 録	2・8	動特性近似式の計算 59
第 3 章に対する付録		
付 録	3・1	α の 計 算 1 2 3
第 7 章に対する付録		
付 録	7・1	i_d, i_q に対する鎖交磁束の応答 1 8 4
付 録	7・2	整流回路交流側の電流波形のフーリエ級数展開 1 8 5
付 録	7・3	短絡試験場における複周波数試験回路に關する考察 1 8 7
第 9 章に対する付録		
付 録	9・1	同軸分流器の周波数特性 2 1 4
付 録	9・2	残留電流測定用増巾器の周波数特性に關する検討 2 1 7

内 容 梗 概

最近におけるシャ断器の大容量化とともに、これを試験するための短絡試験設備の容量も、ますます大きなものが要求され、わが国においても莫大な資本を投じて短絡容量が300万KVAにも達する大容量のものがすでに製作され、あるいは計画されている。将来においてもこの増大の傾向が続くものとすれば大へんなことになるので、これに対するなんらかの対策が是非必要である。いわゆる合成等価試験方法というのは、もし直接試験にたよるならば極めて大容量の短絡試験設備を必要とする大容量シャ断器のシャ断試験を、比較的小型の設備で等価的に実施しようとするものであつて、それがもしうまく行いえたとなれば上述のことに対する対策としては最も理想的なものであるので、その開発研究はCIGREの重要な議題の一つとして取り上げられ、わが国においても、最近ではメーカーのみならず使用者側の電力会社までがこれに大きな関心を払っている⁽¹⁾

本研究は合理的な合成等価試験方法の開発研究に関するものであつて、2部10章よりなり第1部は主として合成等価試験方法が満足するべき必要条件を求めるために行つた基礎的な研究の結果について論じ、第2部は合成等価試験回路を具体的に実現するための装置および実際のシャ断器に適用した実施例について論じている。

第1章では合成等価試験方法の必要性和重要性とについて考え、シャ断器の試験としての合成等価試験方法の意義を明らかにするとともに、すでに提案されている合成等価試験方法を分類的に説明している。

第2章および第3章は「合成等価試験方法の具備すべき必要条件を導出するために是非考慮しなければならない消弧現象」に関する理論的ならびに実験的な研究について論じたものである。第2章では高圧プラズマを形成する粒子のとくに高温における基礎物理的な性質について考え、それに対して成立する基礎方程式を求め、その近似解をうるための模型的考察を論じることによつて、消弧現象の概念を明らかにしている。第3章では、気中アークに重点をおいて交流アークの電流零点近傍に生じる現象を実験的に明らかにし、零点近傍におけるアーク動特性と回路のサージインピーダンスとのかねあいによつて消弧が行われる様相を明らかにしている。

第4章はシャ断器が適用される系統の特性を概説的に論じたものであつて、シャ断器が線路途中故障を除去する場合に非常に苛酷な条件を課せられる可能性があること、将来における短絡電流の増加の傾向などを説明している。

第5章では第2章、第3章で論じた消弧現象に関する研究結果から、合成等価試験方法の具

備すべき必要充分条件について考え、従来の合成等価試験方法より十数倍の拡大率を有する新しい合成等価試験方法を提案している。

第6章は第Ⅰ部で論じた結果を簡単に要約したものであつて第Ⅰ部に対する結言となるものである。

新しい合成等価試験方法を実施し、その結果を確認するためには各種の装置を必要とするがこれらの装置の研究結果および実施例が第Ⅱ部に納められている。

第7章は合成等価試験方法の電流源装置、電圧源装置について論じたものであつて、具体的に合成等価試験方法を実現するのに必要な回路常数、アーク時間の制御方法などについて検討している。

第8章は電流源回路および高圧源回路を精密に制御するための電子管式制御装置について論じたものである。

第9章ではシャ断現象に関係のある諸量を精密に測定するために必要な電流零点近傍の電流電圧波形の測定装置、高圧部分の圧力を直接測定する装置、アークの輝度を測定する光学的測定装置、気流観測装置などについて説明している。

第10章は新しい合成等価試験方法を空気吹付シャ断器、油吹付シャ断器などに適用した結果について言及し、本等価試験方法によれば2000KVA程度の小型の短絡発電機を用いても、大容量シャ断器の任意のアーク時間におけるシャ断特性を容易に検証できることを確認したものである。

第11章には本研究の成果を箇条書きにしてまとめている。

開閉器の合成等価試験方法に関する研究は古くから行われ、回路方式に関する数多くの提案が行なわれているが、いまだに型式試験あるいは受入試験として正式に承認された試験方法となるまでにはいたっていない。その理由は、合成等価試験方法というものがそもそも交流シヤ断器中のアークの特性を巧妙に利用した試験方法であつて、その妥当性の裏付けを得るためにはシヤ断器の消弧現象を明らかにすることが是非必要であるにもかかわらず数多くの研究が積み重ねられてきた現在でも、その測定の技術的な困難さおよび現象そのものの複雑さからそれが完全に究明されるまでにはいたっていないからである。そこで本論文においてもまず交流アークの電流零点近傍で生じる消弧現象の究明に重点を置き、最近筆者らが行なつた研究結果を詳細に論じることによつて消弧現象に関する新しい考察を加えている。そして合成等価試験法の具備すべき必要充分条件を考えるための基礎を与えている。

これまでに提案されている等価試験方法は、すべて電流源として短絡発電機を直接利用するものであつたので、高圧源回路を併用したとしてもその拡大率は最大で数倍程度のものにすぎなかつた。それは短絡発電機の回転エネルギーを $10\text{ms} \sim 20\text{ms}$ という短いアーク期間のうちに効率よくアークエネルギーに変換することが不可能であるということに基因している。しかしながら発電機の回転エネルギーを一旦直流電流の形でリアクトルに移行した後、これをアークエネルギーに変換すれば、電流源能力をさらに十数倍に拡大することが可能な筈である。筆者らの考案した合成等価試験方法はこの見地に立つたものであつて、従来の合成等価試験方法に比してさらに十数倍の拡大率を得ることに成功している。そのみならず、電流源として低電圧源を使用している従来の合成等価試験方法では容易ではなかつた半サイクル以上のアーク時間におけるシヤ断試験を、電流源として直流を使用しているがゆえに、極めて手軽に実施することを可能ならしめている。

この合成等価試験を実施しその結果を確認するためには各種の回路技術上の問題をともなうので、本論文ではこれらについても詳細に言及している。

第 I 部 合成等価試験に関する基ソ的研究

第 1 章 シヤ断器合成等価試験方法の概論

1.1 緒 言

シヤ断器が電力系統の電流をシヤ断するという役割を有する機器である以上、シヤ断試験はシヤ断器にとって極めて重要であり、その性能の検証ならびに開発改良設計の資料の獲得は、もっぱら主としてシヤ断試験に依存しているので、大容量シヤ断器の実現の可能性は、シヤ断器の開発の成否を左右する大きな問題である。

近時送電電圧の高圧化が進み、系統連系が強化され、同時に電源容量そのものも増加するにつれて、系統の短絡容量が飛躍的な増大を来たしているので、シヤ断試験に必要な短絡試験設備の容量も年とともに増大しており、とくに最近は外国のみならずわが国においても大容量短絡試験設備が増強される趨勢にあるが、高電圧大容量のシヤ断器を実際にそれが使用されるべき系統の電圧および電流を印加して試験をすることは、現存する最大容量の短絡試験設備をもつてしてもなお不可能なことであつて、実際には何らかの意味での「等価」な試験によつて満足しなければならない。

現在もつとも普通に行われているこの「等価」な試験法の代表的なものはいわゆるユニット試験の方法であつて、高圧シヤ断器にユニットシヤ断点の多段直列接続形式を採用し、単位シヤ断点の全シヤ断容量の試験を行なうことによつて、全シヤ断点の実試験に代用しようとするものであるが、これとて大容量のシヤ断器の試験を行う場合は、非常に大きな短絡試験設備を必要とすることは明らかである。

これに対してシヤ断電流の電流源ならびに再起電圧の電圧源を別々に設けて試験を実施しようとするいわゆる合成等価試験方法は、これをうまく行うことができたとすれば、試験設備も非常に小さくてすみ、電力系統の増大化に伴う、シヤ断器の大容量化に対処するには最も理想的な方法である。しかも最近の研究で明らかにされているように、単に短絡容量の点のみならず、実系統のいろいろなシヤ断条件を短絡試験設備そのまゝでは容易に実現できない可能性もあることであつて、そのような意味ではあらゆる条件を容易に実現できる合成等価試験方法が短絡試験設備以上に等価性を有する場合もあり、その重要性はあらためて強調されつゝある。(1)

しかしながらその実施にあたつては、回路構成上に種々の技術的な問題があるのみならず、シヤ断器の消弧現象を充分明らかにすることによつてその妥当性に対する充分な裏付けをえなければならないので、幾多の研究を必要とすることは申すまでもない。

本論文ではこの合成等価試験方法についての基ソ的研究結果および具体的な実施方法について詳細に論じる予定であるが、その第一章として本章では開閉装置のシャ断性能検証方法一般について概説してシャ断器の合成等価試験方法の意義を明らかにし、次にすでに提案されている種々の合成等価試験方法を分類的に説明する。

1.2 シャ断器シャ断性能の検証方法の一般論

シャ断器のシャ断性能検証方法としては各種の方法がある⁽²⁾が、IECの分類方法に従つて、これを大きく分類すると

A 直接試験

B 間接試験

の二つに分けられる。

直接試験とはシャ断器が実際に使用される系統を直接使用してシャ断器の性能を検証するフールド試験、およびシャ断器の全体あるいはその一部分に、課せられるシャ断電力を供給できる大容量の短絡発電機を直接使用する短絡試験などが含まれる。現在シャ断器のシャ断性能の検証方法として最も普通に行はれている方法は後者であるが、短絡試験設備の容量に限度があり、高電圧大容量のシャ断器を実電圧、実電流によつてそのまま試験することは不可能に近いので、大容量のシャ断器に対しては以下に示すような二つの方法を用いて短絡容量を等価的に拡大するのが普通である。

(1) 三相シャ断器の単極試験法

(2) ユニット試験法

これら二つの方法は直接試験とはいへなんらかの形で推定にもとずいて行はれるものである。最近ではシャ断器の種類いかににかゝらず、高圧では多重シャ断点を有する構造が一般化してきたため、(2)のユニット試験は数倍の短絡容量拡大率をうることができ、高圧大容量のシャ断器を短絡試験可能にならしめる唯一の方法である。しかしながらユニット試験はユニットシャ断点が独立で、均一にシャ断責務が分担されることが実証できてはじめてその妥当性が成立するものであつて、その実証がない限りはそれを絶対に信用できる無上のものであると考えるのは問題である。実際空気シャ断器のように一見各ユニット独立で均一にシャ断責務を分担するように見えるシャ断器でも、とくにシャ断直後の電圧分布は、極間の浮遊容量、ばらつきが多い残留導電性などのために一様なものとは言えないのであつて、ユニット試験を適用するためには充分な吟味が必要である。

とくに短絡試験場の直接試験では、たとえユニット試験であつても賦与できる回路の苛酷度には限度があつて、実系統において遭遇する苛酷な条件をそのまま容易再現できないような場合もかなり多い。そのような場合には直接試験よりもむしろ次に述べる間接試験の方がより妥当な結果を与える可能性がある。

間接試験とはシヤ断器の全体あるいはその部分点に課せられるシヤ断容量よりもかなり小さい短絡出力を有する機器を用いて、間接的にシヤ断性能を検証しようとする方法であつて、これをさらに分類すると

(i) 延伸法

(ii) 合成試験法

のようになる。

(i)はいわゆる外挿法であつて、低電圧回路から大電流を供給した時のシヤ断器の動作と高電圧回路から小電流を供給した時のシヤ断特性とから全電流、全電圧での試験結果を外挿的に推定しようとするものであつて、自力型の油シヤ断器などに適用された例はあるが、その妥当性は極めて稀はくであるため、現在では殆んど用いられていない。

(ii)の合成等価試験方法とは本稿で詳細に説明する方法である。大電流期間のアーク電圧が極めて低いこと、零点後に残留する電流が比較的少ないことなどのシヤ断器アークの色々な特性を利用して、インピーダンスの低い電流源と容量の小さい電圧源を適当に合成して試験を実施しようとするものであり、小さい試験設備でいかに苛酷な試験条件をも容易に具現できる可能性があるのをこれをうまく行い得たとすれば理想的な方法である。しかしながらその妥当性を確認するためには消弧現象を充分に究明する必要があるのみならず、技術的にもかなり困難な問題を伴うものである。

合成等価試験方法に関しては古くから研究が行はれ、各種の提案がなされているので、次節でそれを分類的に説明する。

1.3 これまでに提案されている各種の合成等価試験法

前述のように合成等価試験方法とは、シヤ断器のアークが電圧零点寸前を境として低電圧、低抵抗の状態から高電圧、高抵抗の状態へと急激に変化することを利用して、低電圧源からアーク電流を賦与し、電流零点近傍でなんらかのスイッチを用いて低電圧源から高電圧源へと電圧を切り換えて試験しようとするものである。一般にアーク電流を賦与する回路を電流源、高電圧を賦与する回路を電圧源という。

等価試験方法に関する研究は古くから行われており、シヤ断器の著名なメーカーでは少くとも一度は過去あるいは現在において夫々独自の方法の研究を行つていると言える程数多くの考案があるが、これを電圧源、電流源に分離して分類すると次のようになる。

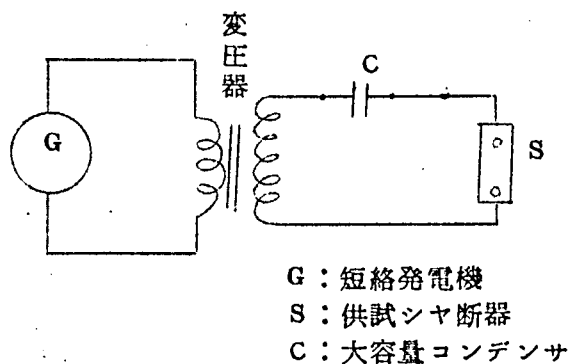
(1) 電 流 源

- 1-a 発電機交流
- 1-b 発電機交流+直列コンデンサ
- 1-c L、C、共振回路
- 1-d 直流源(短絡発電機+整流器)
- 1-e 直流源+蓄勢リアクトル

(2) 電 圧 源

- 2-a 昇圧変圧器
- 2-b L、C、共振回路
- 2-c 直流電圧+高抵抗
- 2-d 衝撃電圧発生装置
- 2-e 直流電圧+インダクタンス

まず電流源回路について説明する。1-aは短絡発電機の電圧を供試シヤ断器のアーク電圧の数倍にまで低減して大電流を流す方法であり、ほとんどの等価試験方法の電流源にはこの方法が用いられている。



第 1.1 図 Trautweiler の電流源回路

1-bはTrautweiler⁽³⁾によつて提案された回路であつて、第 1.1 図に示すように発電機によつて励磁される変圧器の二次側に直列に C を入れて直列共振を発生させて電流の拡大を試みるものである。

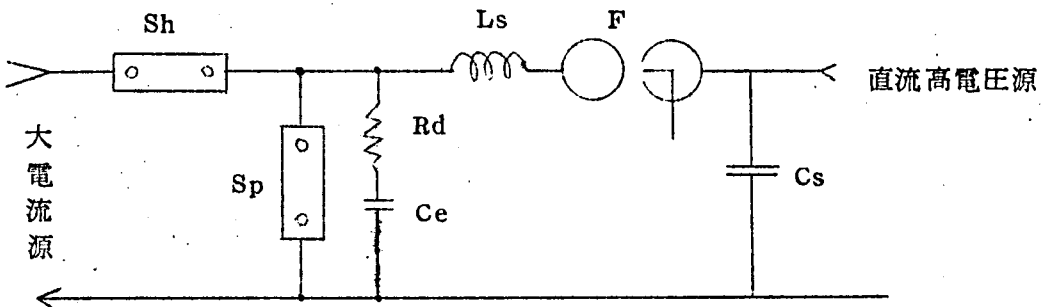
1-c はソ連の Kaplan , Nashatiry (17)(18)(19) などによつて提案された回路で、充電された大容量コンデンサをリアクトルを通じて放電させる時に発生する振動電流の周波数を、商用周波数に等しく選ぶことによつて、上記の短絡発電機に代用させようとするものである。

1-d は筆者などの考案になるものであつて、(4)(5)アーク時間が半サイクル以上ある交流シャ断器にも等価試験を簡単に適用できるようにするために、交流短絡発電機を整流器によつて直流源に変換して、電流源回路とするものである。

1-e も筆者らの考案になるものであつて、(6)短絡発電機の回転エネルギーを一旦蓄勢リアクトルに電磁エネルギーの形で蓄積し、シャ断器の開極と同時にこれをアークエネルギーに変換して、電流源回路の拡大をはかろうとするものである。

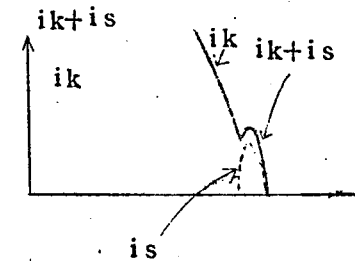
次に電圧源回路について説明する。

2-a は G , E , の Skeats によつてはじめて試みられた方法であつて、昇圧変圧器によつてシャ断後の回復電圧を高めようとするものである。(7)

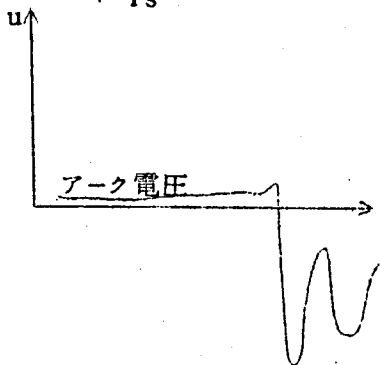


a Weil 回路の原理図

Sp : 供試シャ断器 Ls : 高圧振動回路のリアクトル , Cs : 高圧振動回路の電源となるコンデンサ
 Sh : 補助シャ断器 Ce, Rd : 再起電圧調整用要素 F : 火花間隙



電流波形
 ik : 電流源回路からの電流
 is : 高圧源回路



電圧波形

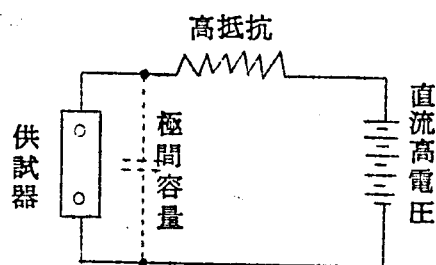
b Weil 回路の電流電圧波形

第 1.2 図 Weil によつて考案された電圧源回路の原理図

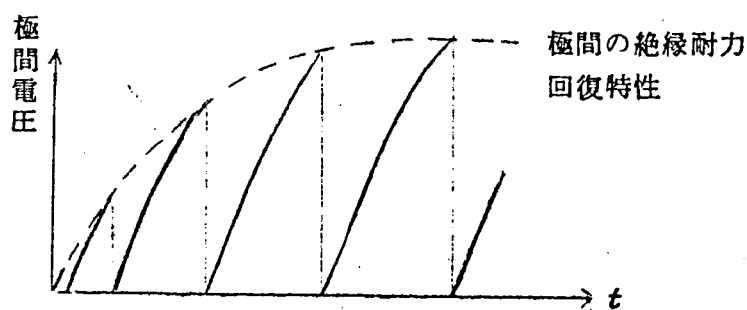
2-b は A E G の Weil (8)(9) 氏によつて考えられた方法である。第 1.2.a 図はその原理図である。図において S_p および S_h は通常同一の性能を有する供試および補助シヤ断器であつてその動作も同時に行われる。高圧に充電された蓄電器 C_s がリアクトル L_s を通じて、電流源からの電流が零値になる寸前に、火花間隙 F の放電によつて印加されると、 C_s, L_s の振動電流が電流源回路からの電流に重畳して、 C_s の充電電圧を適当に選ぶと S_p には相加わり S_h にはわずかながらも差引く形で第 1.2.b 図のように流れる。そこで S_h の電流零点は S_p よりもわずかに早くあらわれ、 S_h は電流シヤ断を行つて電流源回路を切り離し、 S_p は高圧源回路からのみ電力の供給を受けるようになる。

S_p を流れる振動電流が、その最初の零点でシヤ断されると、 S_p の端子には、小容量の C_e と R_d および L_s によつて定まる再起電圧が、実回路の場合と全く同様に自動的に印加されることになる。普通高圧振動回路の振動電流の周波数 $f = \frac{1}{2} \pi \sqrt{L_s C_s}$ は数百サイクルにえらばれる。 L_s, C_e および R_d は想定している実回路のそれと等しくえらんでおけばよい。

2-c はシヤ断器が無負荷で開極するときの絶縁耐力回復特性を求めるために A, E, G⁽¹⁰⁾ で考案されたものである。直流高圧から高抵抗を通じてシヤ断器極間に電圧を印加すると、



a 原理図



b 極間電圧波形

第 1.3 図 A E G で考案された電圧源回路の原理図

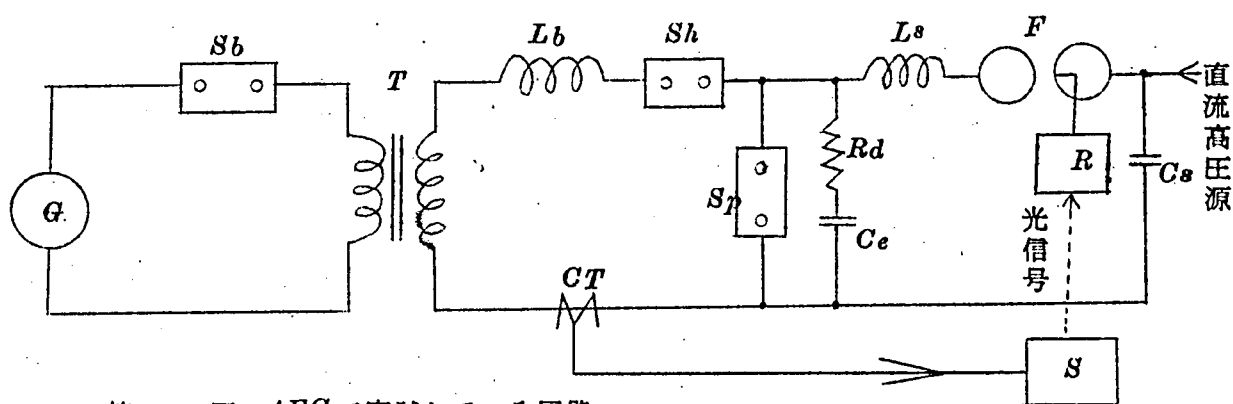
極間容量のために第 1.3 図に示すような一種の Relaxation Oscillation が発生し、その包絡線を取ればシャ断器の絶縁耐力回復特性が求まるわけである。

d は Marx 回路によつてインパルス電圧を印加して再起電圧に近似させ、シャ断器の絶縁耐力回復特性を求めようとする方法である。(11)(12)(13)(14)

e は直流電圧をインダクタンスを通じて電流零点後に投入して再起電圧を近似しようとする方法である。

以上でこれまでに提案されている合成等価試験方法の電流源および電圧源に関する説明を終るが、次に最近における合成等価試験法の実施例について具体的に説明する。

(a) Weil 回路(8)(9)



第 1.4 図 AEG で実試している回路

Sb : 補護シャ断器	Ls, Cs, Rd, Ce : 高圧振動回路の回路素子
Sh : 補助シャ断器	Lb : 限流リアクトル
Sp : 供試シャ断器	CT : 変流器
S : 光送信器	R : 受信器
T : 変圧器	F : 火花間隙

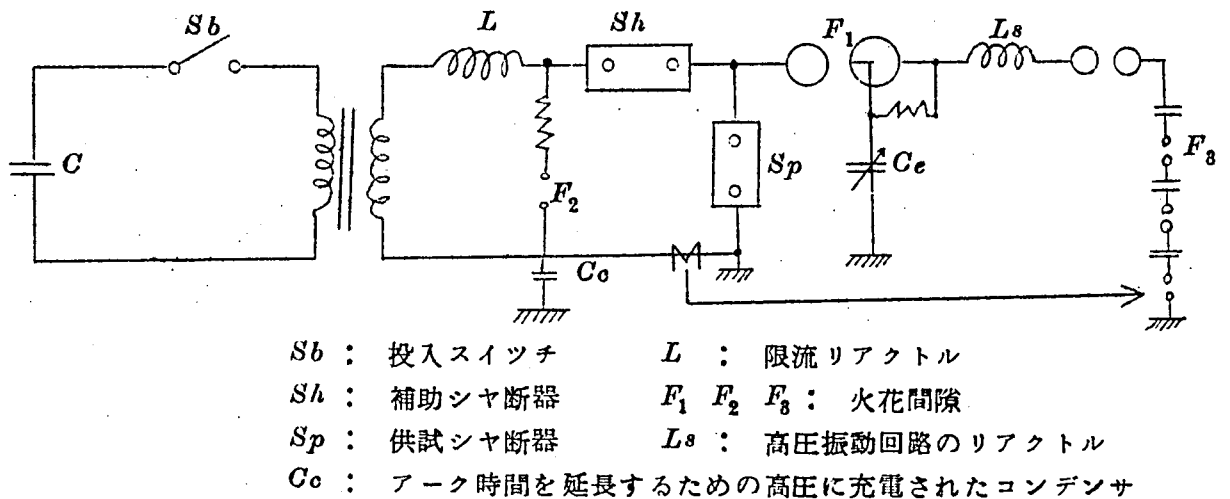
第 1.4 図は AEG で現在実施されている回路を図示したものである。図から明らかなようにこの方式では電流源としては上記の 1 - a の方法を使用し、高圧源として 2 - b の方法を使用している。

高圧源を投入するための火花間隙 F は大電流の零点寸前の適当なところで始動しなければならないので、その制御には幾分技巧を要する。AEG では電流零点寸前を電子管回路で自動的に検出し、その信号を光を介して伝達することによつて始動を行つている。(15)

この方法はアーク時間が半サイクル以下の高速度シャ断器の等価試験方法としてはかなり理想に近いものであるが、そのまゝではアーク時間が長いシャ断器に対しては適用できないといふかなり本質的な欠点を有しているので、アーク時間を延長するために色々な考案が行われて

いる。

(b) Chernychev の回路⁽¹⁷⁾



第 1.5 図 Chernychev の回路

第 1.5 図は Chernychev の回路である。図から明らかなように電流源としては 1 - c の方法を用い、電圧源としては 2 - b の方法を使用している。電流源回路のコンデンサとしては 60 c/s で 11 kA を供給しうる 50 kV, 920 μ F という大きな設備を有している。

この回路のもう一つの特徴は第 1.5 図に示すように高圧に充電された C_c を最初の電流零点寸前に投入することによつて、アーク時間をさらに半サイクル延長することができるように試みられていることである。

AKodis⁽²⁰⁾⁽²¹⁾ も電流源に 1 - a の方法すなわち短絡発電機を用いた同様な回路を報告している。

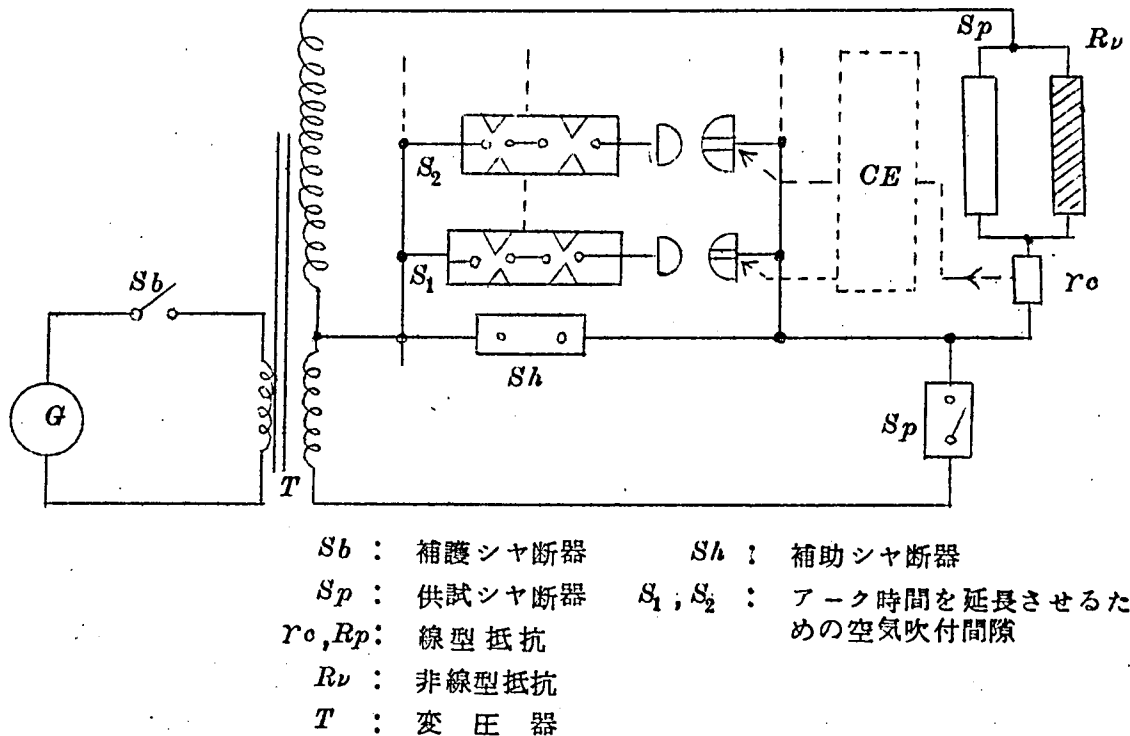
(c) 三菱の回路⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾

「交流シヤ断器は、元来交流電流の零点でシヤ断するものであつて、アーク電圧より高い電源電圧を有する直流回路は容易にシヤ断できない」という交流シヤ断器アークの性質に注目して、電流源として 1 - d の方法を考案している。直流源を制御することによつてシヤ断器には任意のアーク時間を与えることが可能である。

なお、最近では電流源に直流を用いることから更に一歩進んで、電流源に蓄勢リアクトルを使用する 1 - e の方法を使用して、電流源回路の拡大をはかっている。

また高圧源には 2 - b の方法を使用してる。そして FM 波による電波連絡⁽¹⁶⁾ で火花間隙を制御することによつて、Weil 回路と同じように電流零点寸前に高圧源の投入を行つている。

(d) Sprecher and Schuh の回路



第 1.6 図 Sprecher and Schuh の回路

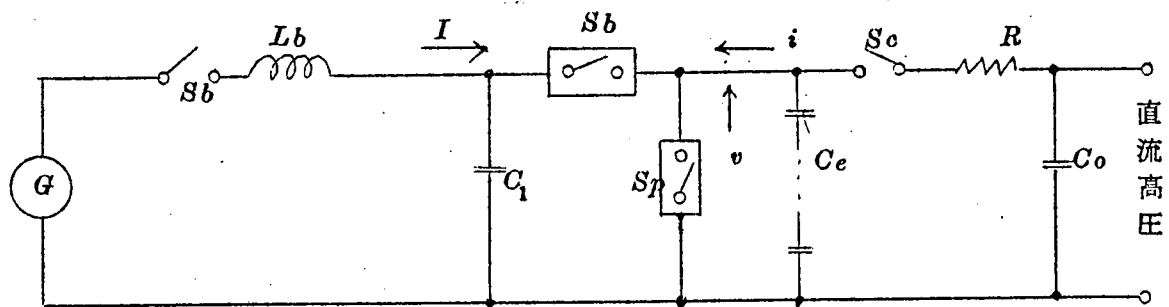
第 1.6 図は Sprecher and Schuh 社⁽²²⁾で実施している等価試験回路を図示したものである。電流源としては 1-a の方法を使用し、電圧源としては 2-a の Skeats⁽⁷⁾の方法を使用している。アーク時間が半サイクル以上のシヤ断器に対して試験が適用できるようにするために、特殊な補助シヤ断部を多数設けて、これが供試シヤ断器の再点弧と同時に順次投入されるようにしている。また電流源回路と電圧源回路との電流零点が一致するようにするために、高圧源に直列に非直線抵抗と直線抵抗との並列回路を挿入している。

(e) W.H 社および日立の回路⁽²³⁾⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾

第 1.7 図に示すように、電流源として 1-a を、電圧源として 2-c の方法を用いている。高圧源は投入スイッチによつて電流源の電流が零になる少し前に機械的に投入される。

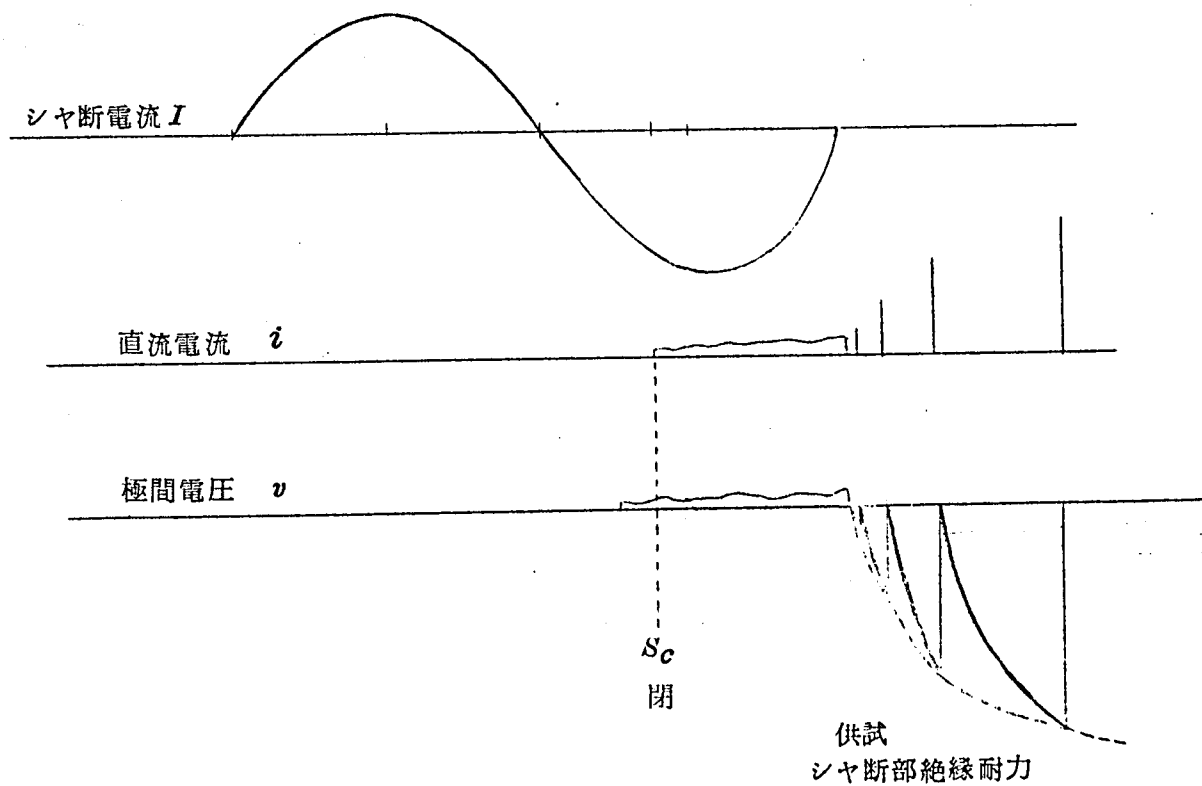
供試シヤ断器が電流をシヤ断し、極間が絶縁耐力を獲得するにつれて、極間の浮遊容量と高抵抗とによつて定まるきよ歯状波の振巾が増大し、その包絡線を取ればシヤ断器の絶縁耐力回復特性が求まる。この回復特性と再起電圧波形とを直接比較することによつて、シヤ断能不能を間接的に求めようとするものである。日立では 500 KV まで発生する直流電圧

源を設備してかなり大規模にこれを実用している。



第 1.7 a 図 W.H. 社 および 日立 の回路

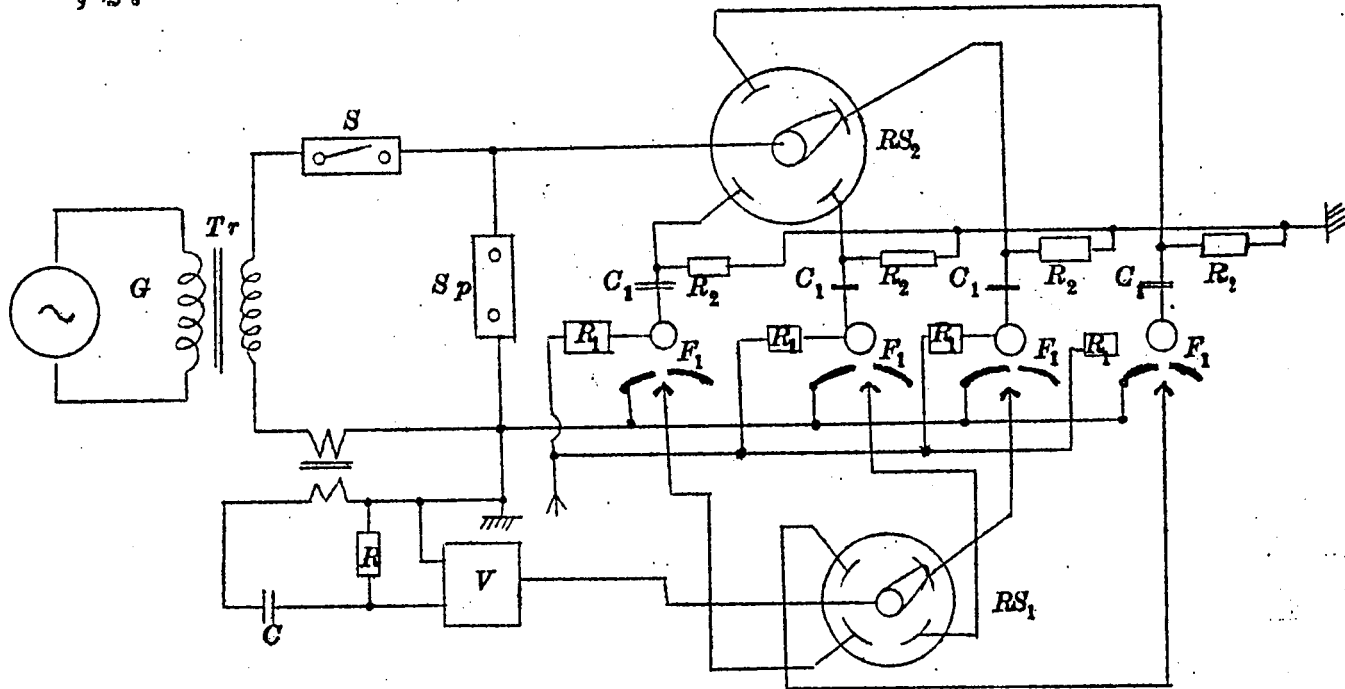
- | | |
|-----------------|---------------------|
| G : 短絡発電機 | Lb : 限流リアクトル |
| Sb : 補護シヤ断器 | Sp : 供試シヤ断器 |
| Sc : 高速投入スイッチ | Co : 直流高電圧源のコンデンサ |
| R : 高抵抗 | |



第 1.7.b 図 試験の際の電流電圧波形

(f) Calor - Emag の回路⁽²⁾

電流源としては 1-a を、電圧源としては 2-d を使用する方法も古くから知られた方法であつて、各所で実施された例があるが、その一例として Calor - Emag 社の回路を説明する。

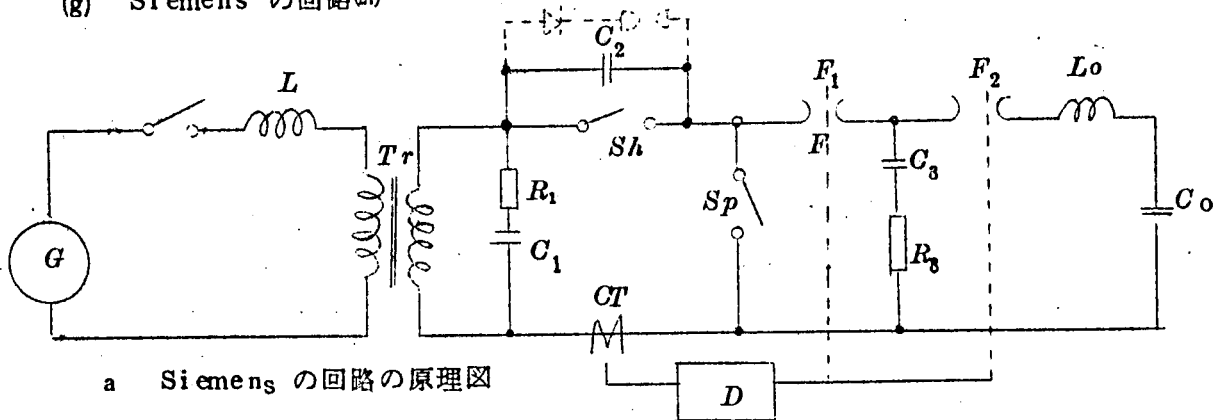


- | | |
|-------------------|-------------------------|
| G : 発電機 | Tr : 変圧器 |
| S : 投入スイッチ | Sp : 供試シャ断器 |
| R_1, R_2 : 充電抵抗 | C_1 : 高圧源のコンデンサ |
| F_1 : 火花間隙 | R, C : 位相調整用コンデンサ |
| V : 位相検出装置 | RS_1, RS_2 : 回転同期スイッチ |

第 1.8 図 Calor - Emag の回路

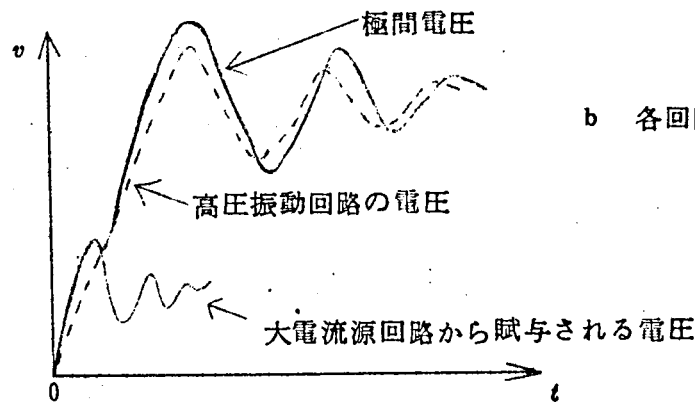
第 1.8 図はその原理図である。電源と同期した回転スイッチを用いて、半波毎に四回インパルスを印加でき、アーク時間を 2 サイクル延ばせるようになっている。 S は投入スイッチで、補助シャ断器ではなく、インパルスは変圧器端子に直接印加されるので、大きな等価倍率は望めない。

(g) Siemens の回路図



a Siemens の回路の原理図

G : 発電機 Tr : 変圧器 CT : 変流器 L : 限流リアクトル
 D : 電流位相検出装置 C_2 : 高周波再起電圧印加用コンデンサ
 Sh : 補助シヤ断器 Sp : 供試シヤ断器 Co, Lo : 高圧振動回路要素
 F_1, F_2 : 火花間隙 C_1, R_1, C_3, R_3 : 再起電圧調整用回路素子



b 各回路の電圧の関係

第 1.9 図 Siemens の試験回路

第 1.9 図は Siemens で考案された、等価試験回路の原理図である。電流源としては 1-a の方法を用い、電圧源としては 2-e の方法を用いている。

図において Sp および Sh は同一のシヤ断能力を有するシヤ断器であり、試験の際開極はほぼ同時に行はれるが、 Sh の極間にはコンデンサ、あるいは弁作用を有する素子が並列に接続されているので、 Sp には間隙 F_1 および F_2 が始動していない電流零点の極く近傍では電流源からの再起電圧が印加される。しかし電流源の回復電圧は通常極めて低く取られているので、このまゝでは Sp に与えるべき再起電圧としては充分ではない。そこで電流源からの再起電圧の波高値近傍で、間隙 F を放電させることによつて、高圧回路を投入して極間にさらに高い再起電圧を与えようとするものである。要するに電流源を使用して、零点近傍の無電圧期間をなくしようとするのがこの等価試験方法の特徴である。

1.4 結 言

本章ではまず合成等価試験方法の必要性について考え、次に一般的なシャ断性能検証方法について説明してシャ断性能検証方法としての合成等価試験方法の意義およびその重要性について考察した。そして最後にこれまでに提案されている種々の等価試験方法を分類的に説明し、現在各所で実施されている合成等価試験方法の代表的なものを例示して、筆者らが考案した方式の占める地位を明らかにした。

等価試験の発展の基礎はいうまでもなく等価性についての実験的ならびに理論的な裏付けであつて、それを得るためにはシャ断器アークの物理的な各種の性質およびシャ断器が接続される系統の特性などに関する詳細な究明が必要であるので、次章以下ではそれらについて詳細な議論を進める。

第 2 章 シヤ断器の消弧現象に関する基ソ的考察

2.1 緒 言

合成等価試験方法を基ソ的に考察するにあつて、交流シヤ断器の電流零点近傍で生じる消弧現象を究明することは極めて重要な事柄である。

その重要性を示す 1 例として等価試験の妥当性の検討の問題を取り上げよう。従来等価試験の等価性の裏付けを得る手段としては、実試験の可能な比較的小型のシヤ断器を用いて、実試験による結果と等価試験による結果とを直接比較するという方法が用いられてきた。しかしある特定なシヤ断器を用い、ある限られた範囲の回路条件で比較するだけでは、その等価性に対する裏付けとしてははなはだ不十分なものにすぎない。例えばシヤ断零点をはるかへだたる後における絶縁耐力を求めた結果が、合成等価試験方法と実試験とで一致したとしても、早い再起電圧を与えた場合には、全くことなつた結果を与える可能性は充分に考えられる。従つて完全な裏付けを得るためには、零点近傍における消弧現象を詳細に究明することによつて、実系統でシヤ断器が遭遇するあらゆる消弧条件を等価試験が具現できるかどうかを詳しく吟味検討することが是非必要である。

第 2 の例として電圧源回路のインピーダンスの選定の問題を例にとろう。

等価試験の電圧源としてはできるだけインピーダンスの高いものが経済的に有利なことは明らかであるが、インピーダンスの高い高圧源が適用できるかどうかは、もつぱら供試シヤ断器の電流零点近傍におけるアークインピーダンスおよびアーク慣性に依存している。例えば零点に残留するアークインピーダンスが高く、慣性が非常に小さいシヤ断器では、零点後に残留するコンダクタンスは極めて低いので、少なくとも零点後に対してはインピーダンスの極めて高い高圧源を用いることが可能となる。一方慣性の大きいシヤ断器では残留電流は大きく、実試験の場合でも再起電圧はその固有の値から大きく変歪するので、高圧源としては、少なくとも電流零点直後の残留電流が残存する期間においては、実試験のインピーダンスと等価的に等しいかなり低いインピーダンスを有するものを用いなければならないことになる。したがつて等価試験を適用するにあつて、シヤ断器のアーク電圧、電流が零点近傍において変化する様相すなわち消弧現象を理論的ならびに実験的に把握することが是非必要である。

要するに等価試験がなぜうまく行くかということを究明するためには、電流零点でどのようにして消弧が行われるかということを明らかにすることが、最大の必要条件であるので、合成等価試験方法の基ソ的な研究は、消弧現象の研究につきるといつても過言ではない。

以上のような理由から本論文でも、第1部の基ソ的考察の大部分を消弧現象、電流零点近傍の現象の研究結果の説明についやしている。本論文の題目が合成等価試験方法に関する研究というものである以上、消弧現象に関する項は一つの章にまとめることが妥当であるかも知れないが、説明がかなり長くなるので便宜上2章に分け、その最初の章である本章では消弧現象の一般的な考察を行う予定である。

2.2 従来の研究

消弧現象に関する研究は古くから行なわれ、現在までに各種の理論が提案されているのでまずこれを紹介する。

2.2.1 古典的理論

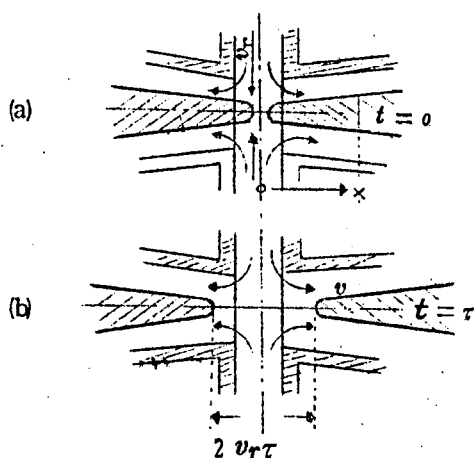
a 最初の理論

消弧現象に対する最初の理論が1928年および30年に Slepian によつて提唱されている。⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾

Slepian は電流零点直後のなおいくぶん導電性のある気体中の絶縁耐力を空間の導電性を保つに必要な電圧であると定義し、シャ断器のシャ断性能を決定するものは、時間だけの関数として表現される零点後の絶縁耐力の回復と再起電圧との競争であるというモデル的考察を行つている。しかしながら彼は図式的にアーク柱が消滅する場合と再点弧に至る場合とを取扱つただけで、実際のシャ断器について精密な計算を行つたり、あるいは実際のシャ断器中でアークが消滅したり、再点弧したりする機構を具体的に解明することは行なわなかつた。

b ディスプレイメント理論

Slepian の研究は Kesselring - Koppelman ⁽³¹⁾⁽³²⁾⁽³³⁾ によつて引きつがれた。彼らは二重吹付空気シャ断器に関するきわめて詳細な実験を行つた結果、この種のシャ断器の絶縁耐力の回復が異常に早いのを発見した。この現象を説明するために彼らは電流零点あるいはその直後に残されたアーク通路が図2.1に示すようなものであると想像した。二重吹付ノズルの幾何学的中心では、アーク軸に直角な方向の速度成分 v_r が最も大きく、(Kesselring らによれば $v_r = 1.6 \times 10^3 \text{ cm/sec}$)、この点におけるアーク直径は $2 v_r$ の速度で零値に達する。アーク半径が零値に達して後は第2.1図(b)に示すようにアークはこの部分から引きちぎられ、その二つの先端は軸に沿う冷気流の速度 $2v_r$ に等しい速度でノズルに向つて移動し、中心部は高い絶縁耐力を有する冷気体



第 2.1 図 Kesselring らの描いた
ノズル中のアーク

Fig 2.1 Arcs nozzles figured
by Kesselring and others

で充満される。このようにアークが二つに分離されている状態では、電氣的に弱い部分すなわち二つの残留アーク柱は第 1 次近似として導体と考えることができる。換言すればこの状態の絶縁耐力はとがつた先を有する金属柱の絶縁耐力に同じである。一重吹付の場合にはノズルの最小断面のところで切断が生じ、切断後の過程はほぼ同様である。

このような仮定のもとに彼らは二重吹付シヤ断器の絶縁力回復を計算している。

同じころ G.E. の Prince ⁽³⁴⁾⁽³⁵⁾ もほぼ同様の理論を用いて油吹付シヤ断器の消弧現象を説明している。

これらの理論はディスプレイスメント理論と名づけられている。

c 拡散理論

その後 Slepian ⁽³⁶⁾ は流体力学的に考えてこのようなアークの極部的な切断がアークに直角な流速成分を有する気流によつて生じるとするのは妥当ではないとして、ディスプレイスメント理論を否定し、ノズル中に生じる乱流によつて実効的な拡散係数が増大する結果、半径方向への熱損失およびイオンの損失が生じ、シヤ断が行なわれるとする拡散理論を提唱している。すなわち彼はアーク柱とそれを取り囲む冷気流との間には非常に大きな半径方向の速度勾配があることを指摘し、はるかに低い流速を有する少し異つた形のシヤ断器に関する実験結果を使用して、乱流にもとづく拡散係数が普通の分子拡散係数に比較して 10^4 倍程度であることを計算から証明することによつて、自己の説を裏付けている。

2.2.2 エネルギー平衡論

a Cassie の理論

上述の古典理論においては、残留導電性のために再起電圧が変歪されると同時に残留電流による入力のために絶縁耐力の回復速度が影響されることは考慮されていなかった。接続された回路と相互作用を有する導電性をもつアークという概念をはじめて導入したの

はCassieである。彼はアークを単位体積当りの比抵抗、熱容量および電力損失の一定な柱であると模型化して、アークの動特性を表現する方程式(付録2.1参照)を導き、これと回路の電流電圧に関する微分方程式とを組合せることによつて回路の苛酷度を論じた論文を1939年のIGREに発表した。⁽³⁷⁾

彼はその後も空気シヤ断器に関する詳細な理論的ならびに実験的な研究を行ない、⁽³⁸⁾以前に提唱したアーク模型における諸量をノズル各点における圧力および圧力傾斜を用いて表現することに成功している。なお、彼の模型だけでは電流零点寸前の消弧ピークが説明できないので零近傍だけは次に述べるMayrの模型を併用して修正を行なっている。

b Mayr の理論

一方O. Mayr⁽³⁹⁾は静止アークの半径方向の温度分布が半径方向の温度傾斜にもとづく熱伝導だけを考慮してある程度正確に計算できることに注目し、アーク動特性も半径方向への熱損失によるアークの温度低下を仮定して表現できることを指摘した。すなわち彼はSaha式による熱電離の式からアークの比抵抗が単位体積当たりに蓄積されている熱量の指数関数になることを誘導するとともに、半径方向への伝導による熱損失が近似的にはほぼ一定であると仮定してアークの動特性を表現する方程式を得ている。(付録2.2参照)

c Browne Jr. の理論

1948年Browne Jr.⁽⁴⁰⁾は空気吹付シヤ断器、電力ヒューズ、アーク細隙などのアークの電流零点近傍における動特性を詳細に測定して、CassieおよびMayrの模型を検討した結果をA.I.E.E.に発表している。彼の思想は次のようなものである。

シヤ断器の動特性をいずれか一つの模型だけを用いてアーク期間から電流零点後までの広い時間的間隔にわたつて説明するのは困難である。ところが電流の自然零点前のアークの動特性にはCassieの模型を用い、零点後の動特性にはMayrの模型を用いて表現すれば実験結果を非常によく表現できる。

2.2.3 A. Hochrainer の理論⁽⁴¹⁾

Cassieの模型、Mayrの模型はいずれもエネルギー平衡論を基礎として樹立されたものであつた。これに対してA. E. G. のHochrainerはアーク路の半径の変化および温度の変化を無視し、残留イオンは単に電極間に印加される電界によつて移動吸収されて導電率が単純に減少する結果いわゆる残留電流が流れるものと考えた。そして残留電流となつて吸収される荷電粒子が衝突電離による新発生よりも多ければ消弧が行なわれ、その逆

であれば再点弧が生じるとして消弧現象を説明している。

最近 W. Spruth⁽⁴²⁾ も固体ガスシャ断器 (Hart Gas Schalter) の残留電流を再起電圧の周波数を変化して詳細に測定し、残留電流の半波高時間と波高値とを求めて、Hoch-rainer の理論が熱的慣性の大きいシャ断器ではある程度の合理性を有している、と主張している。

2.3 高気圧アークプラズマの基礎概念

消弧現象を完全に究明するためには、アークプラズマの基礎物理的な性質を十分に把握することがぜひ必要である。実際消弧現象研究の歴史は古く、前述のように各種の理論が提唱されているにもかかわらず、いまだに確定的なものが確立されていないのは、過去における高温気体の基礎物理的な性質に対する把握が充分でなかつたことによるものであろう。

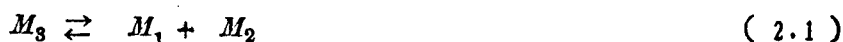
しかしながら最近各分野における要求から、高温気体の基礎物理的な性質に関する研究が数多く行はれた結果、それに関するいろいろな事柄が明らかにされつゝある。

そこで本節では、最近明らかにされつゝある事柄を含めた、アーク空間の基礎物理的な性質を詳細に考察することによつて、過去における消弧理論を批判し、高圧アークプラズマの消弧現象に関する新しい理解をうるための基礎を与える。

2.3.1 高温における粒子の熱解離、熱電離の平衡定数

周知のように高温においては、粒子の運動エネルギーが熱解離、熱電離のためのエネルギーに変換されるので、熱解離あるいは熱電離が生じる。

いま M_3 なる粒子が M_1, M_2 なる粒子に解離するものとする、反応は次式で表現される。



一般に化学反応の進行はかならずある時間おくれを伴うので、空間の状態が過渡的に変化するような場合には、 M_3 粒子と M_1, M_2 粒子の比率は必ずしも状態量によつて一義的に決定されるものではない。しかしながらこゝで論じようとする平衡状態では、その分配の割合は状態量例えば温度、圧力のみの関数として一義的に定まる。

さて熱平衡にある気体粒子 M_1, M_2 および M_3 のモル分率をそれぞれ C_1, C_2 および C_3 とすると、それらの間には次のような関係の成立することが知られている。

$$K(P, T) = \frac{C_1 C_2}{C_3} = \frac{Z_1 Z_2}{Z_3} \cdot \left(\frac{2\pi m_1 m_2}{h^2 m_3} \right)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}} \cdot \frac{1}{P} \quad (2.2)$$

こゝに m は粒子の質量であり、 Z は粒子の内部自由度による状態和、 h はプランクの常数、 k はボルツマン常数、 T は温度である。なお添字 1, 2 および 3 はそれぞれ M_1, M_2, M_3

粒子に対応する量であることを示している。

状態和 Z は一般に温度の複雑な関数であるので、(2.2) 式はかなり複雑な関係式となる。しかしながら $10000^\circ K$ 以下の温度では、粒子内電子のエネルギー単位は近似的にすべて基底状態であると考えることができるので、普通次のような近似式が用いられている。

二原子分子の解離に対しては

$$\frac{Z_1 Z_2}{Z_3} = \frac{g_0^{(1)} g_0^{(2)}}{g_0^{(3)} Z_{\text{rot}}} \cdot \exp(-D/kT) \{1 - \exp(h\nu/kT)\} \quad (2.3)$$

こゝに ν は分子の固有振動数、 D は分子の解離エネルギー、 g_0 は基底状態における縮退度、 Z_{rot} は分子の回転に対する状態和であり次式で与えられる。

$$Z_{\text{rot}} = \frac{8\pi^2 \cdot k \cdot T \cdot I}{\tau h^2}$$

こゝに τ は同一原子からなる分子の場合には 2，異種原子からなる場合には 1 に等しい数であり、 I は分子の慣性モーメントである。

原子の熱電離に関しては、原子、イオン、電子に関する添字を a, i, e とすると次式が成立する。

$$\frac{Z_e Z_i}{Z_a} = 2 \frac{g_0^{(i)}}{g_0^{(a)}} \cdot \exp(-E_i/kT) \quad (2.3')$$

こゝに g_0 は基底状態の縮退度であり、 E_i は粒子の電離電圧である。

(2.3) 式および (2.3') 式は基底状態のみを考慮した第 1 近似式であるが、高温では高度の励起状態を考慮する必要があるので、(2.3) 式および (2.3') 式に対する補正が必要となる。これについては付録 2.3 を参照されたい。

2.3.2. 空間の導電率 σ

Chapman および Cowling⁽⁴³⁾ はごくわずかに電離したローレンツ気体についてボルツマンの方程式をとき、導電率 σ と電子対中性粒子の衝突断面 Q_{ea} との間に次の関係を得ている。

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{\sqrt{3 m_e k T}} \frac{1}{n_a Q_{ea}} \quad (2.4)$$

こゝに n_a, n_e はそれぞれ中性粒子及び電子の単位体積当りの数である。

一方 Cohen, Spitzer および Routly⁽⁴⁴⁾ は完全電離プラズマについてボルツマン方程式

をとき次式を得ている。

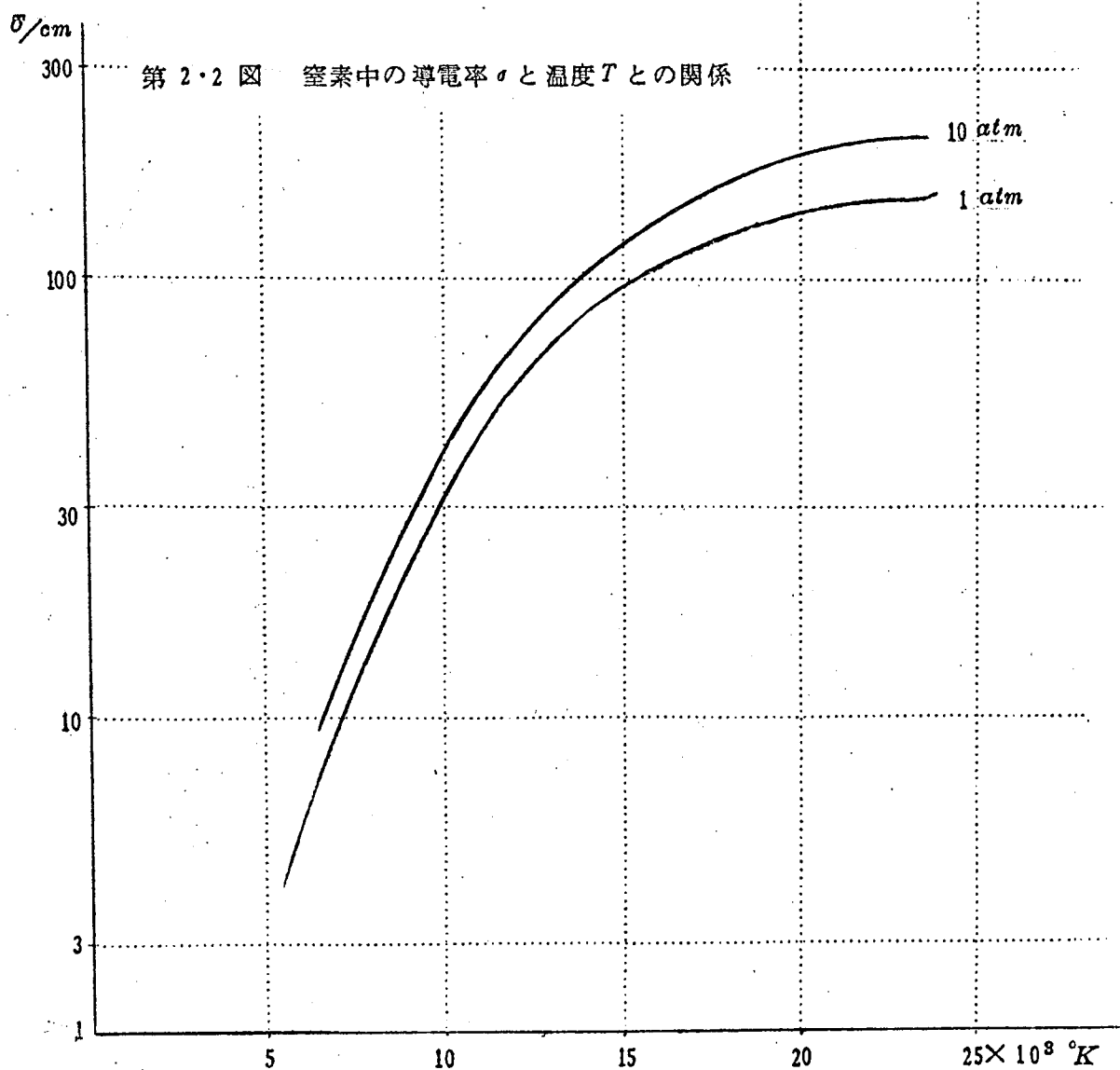
$$\sigma = \left(\frac{2}{3\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{2m_e}{e^2 Z \ell_n A} \cdot r_E \quad (2.4')$$

こゝに A は Impact parameter の上限として Debye のシャヘイ距離を採用したことによつて、得られる量であり、次式で与えられる。

$$A = \frac{3}{2Z e^3} \left(\frac{k^3 T^3}{\pi n_e} \right)^{\frac{1}{2}}$$

ただし Z はイオンの電離度である。

上述の二つの状態の中間状態に対しても、正確な導電率を求めるためには、ボルツマンの方程式をとかなければならない。



しかしながら近似式で満足できる場合には、(2.4)式に含まれている電子対中性粒子の衝突断面と、(2.4')式から導出される電子対イオンの衝突断面積を、中性粒子およびイオンの数で相加平均したものを実効断面積と考えた、次に示すような関係式で近似的な値を計算することができる。

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{\sqrt{3} m_e kT} \frac{1}{n_a Q_{ea} + n_e Q_{aa}} \quad (2.5)$$

こゝに Q_{ei} は実効的な電子対イオンの衝突断面である。

電子の衝突断面については付録 2.4 で考察する。

第2.2図は1例として電離度が熱平衡にある空素中の導電率と温度との関係を示したものである。

2.3.3 熱伝導率入

プラズマを形成する諸粒子の「解離エネルギーが関与しない熱伝導率すなわち normal conductivity λ_n と、「電離あるいは解離エネルギーが、粒子拡散にともなう流れを形成することによつて生じる熱伝導率 λ_r の二つを考慮しなければならない。

(1) Normal Conductivity λ_n

k 成分からなる混合気体の λ_n の第1次近似は次式で与えられる。

$$\lambda_n = \frac{5\pi}{32} \sum_j n_j \bar{v}_j \ell_j \left(\frac{5}{2} c_{trj} + c_{ij} \right) \quad (2.6)$$

こゝに添字 j は j 成分の量であることを意味しており、 n は単位体積当りの粒子数、 \bar{v} は粒子の平均熱速度、 ℓ は平均自由行程、 c_{tr} は運動エネルギーに関する1粒子当りの比熱、 c_i は内部自由度による1粒子当りの比熱である。

また ℓ_i は i 粒子、 j 粒子間の衝突断面積 S_{ij} および i, j 粒子の質量 m_i, m_j の関数として次式で与えられる。⁽⁴⁵⁾

$$\ell_i = \left[\sum_j n_j S_{ij} \left(1 + \frac{m_i}{m_j} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1}$$

熱伝導に關与する粒子間の衝突断面については付録 2.5 で考察する。

(2) 解離、電離エネルギーの拡散による熱伝導率 λ_r

分子気体に温度傾斜を与えると、温度の高いところでは熱電離、熱解離などのために分子の密度は減少し、原子およびイオンの密度は増加する。この密度傾斜によつて静的な拡散流が形成され、原子、イオンあるいは電子は低温領域へと流れて再結合し、分子は高温領域へと流れて熱電離あるいは熱解離を行う結果、高温から低温へと向う大きな

熱流が形成され、実効的な熱伝導率が非常に大きくなる。

まずこの現象に対する一般式を導出しよう。

N を単位体積当りのモル数、 x_i を i なる粒子のモル分率、 V_i を拡散速度とすると単位時間に単位面積を通じて流れる粒子の数 g_i は次式で与えられる。

$$g_i = N x_i V_i \quad (2.7)$$

K_i を i なる粒子が単位体積当り、単位時間に発生するモル数とすると g_i と K_i の間には次の関係式が成立する。

$$\text{div } g_i = K_i \quad (2.8)$$

こゝに K_i は成分粒子のモル分率 x_j 、および極所温度 T の関数である。

二成分 i, j に関するいわゆる binary diffusion constant を D_{ij} ^(註)とすると、多成分系の拡散方程式は次式のようなになる。

$$\text{grad } x_i = \sum_j (x_j g_j - x_i g_i) / N D_{ij} \quad (2.9)$$

こゝでは各成分の密度傾斜による拡散のみを考慮しているの、(2.9)式では外力および全圧力による拡散のみならず、通常の熱拡散の項を無視している。

一方熱流を Γ 、 i なる粒子1ヶ当りのエンタルピを h_i とすると

$$\Gamma = -\lambda_n \text{grad } T + \sum_i g_i h_i \quad (2.10)$$

となるので、単位体積当り、単位時間に発生する熱量を Q とすれば、

$$Q = -\text{div } \lambda_n \text{grad } T + \sum_i \text{div } g_i h_i \quad (2.11)$$

なる関係が成立する。

こゝで h_i は i なる粒子1ヶの有するエンタルピである。

以上の方程式の他に、質量流れの総和が零であるという条件、および x_i の総和が1であるという条件が存在する。

$$\sum_i m_i g_i = 0 \quad (2.12)$$

こゝに m_i は i 粒子の分子量である。

$$\sum_i x_i = 1 \quad (2.13)$$

註 D_{ij} は衝突断面 S_{ij} 、粒子のモル数 M_i, M_j の関数として近似的に次式で与えられる。

$$\frac{1}{N D_{ij}} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{M_i M_j}{M_i + M_j} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{RT}} S_{ij}^{(45)} \quad (2.9')$$

結局 T , q_1 , x_1 に対する境界条件を設定することによつて、(2.8)(2.9)(2.11)(2.12)(2.13)式よりなる方程式群から、 T , q_1 , x_1 なる未知数を求めることが可能である。このようにして得られた q_1 および T を(2.10)式に代入して Γ を求めさらに

$$-\Gamma = (\lambda_r + \lambda_n) \text{grad } T \quad (2.14)$$

とおくことによつて λ_r を求めることが可能である。

上述のことから明らかなように λ_r は分子の解離あるいは原子の再結合の速度とともに増加する。一般に反応速度が有限な場合には、 λ_r は境界条件によつて変化するが、反応速度が零および無限大の両極端を考えると、前者では零、後者では境界条件に支配されないある一定の値 $\lambda_r^{(e)}$ に収斂する。以下に後者の値を計算する。

第2.4節で考察するように、例えば二原子分子が原子に熱解離するような反応を考えると、 K は次式で与えられる。

$i = 1, 2$ をそれぞれ原子および分子に対する添字とすると

$$\begin{aligned} K_1 &= 2 \cdot k_r \cdot N^3 \{ x_1^2 - K(P, T) \cdot x_2 \} \\ K_2 &= -\frac{1}{2} K_1 \end{aligned} \quad (2.15)$$

こゝに k_r は再結合速度衡数 $K(P, T)$ は平衡定数、 N は気体単位体積当りの全モル数である。

いま $k_r \rightarrow \infty$ の場合を考えると、(2.15)式の x_1 , および x_2 は平衡状態の値 $x_1^{(e)}$, $x_2^{(e)}$ に収斂するが、 $x_1^{(e)}$, $x_2^{(e)}$ と $K(P, T)$ との間に

$$K(P, T) = \frac{x_1^{(e)^2}}{x_2^{(e)}} \quad (2.16)$$

なる関係が成立するので、(2.15)式の右辺は不確定となり、(2.15)式から K_1 が一義的に定まらなくなり、(2.8)式も意味を失う。しかしその代りに、空間のモル分率が(2.16)式によつて温度、圧力の関数として一義的に与えられることになる。

以上の考察は多数の反応が同時に生じる場合にまで拡張できるが⁽⁴⁰⁾、いまある一定の温度範囲では1つの反応のみが支配的になるような場合を計算すると、付録2.6に示すような計算過程によつて、次式のような関係式をうる。

$$\lambda_r^{(e)} = \frac{\frac{\Delta h^2}{RT^2}}{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{\nu_i}{N D_{ij}} \frac{\nu_j}{x_i} (x_j \nu_i - x_i \nu_j)} \quad (2.17)$$

ここで Δh は反応の際の発生熱量, ν_i は反応の化学量論数, μ は反応に参与する分子の種類の数である。

実際の気体では k_T は有限な値を有しているので空間の等価熱伝導率 λ は

$$\lambda_n < \lambda < \lambda_n + \lambda_r$$

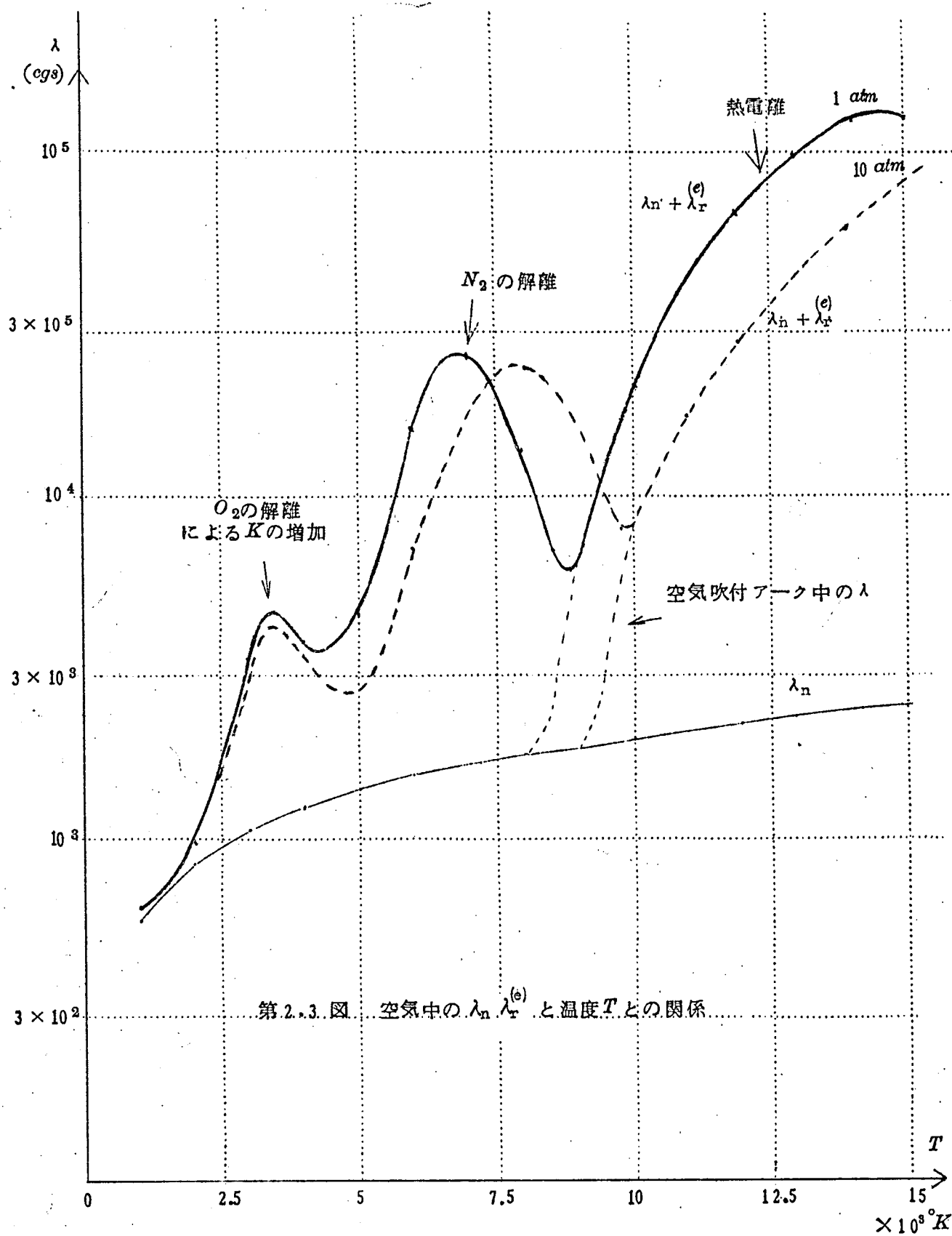
となる。

実際の現象、とくに消弧力を有するシヤ断器内のアークのように、いわゆる気流ピンチを生じているような急峻な温度傾斜を有するアーク空間では、極部的な熱平衡 (Local equilibrium) が生じていない可能性が多いので、熱伝導現象を厳密に解析するためには (2.8) 式～(2.13) 式に示すような一般式を解かなければならない。

しかし第 2.4 節で考察するように熱電離の反応速度衡数が非常に大きいに対して、熱解離の反応速度衡数は粒子の拡散速度の $-\text{divergence}$ に比してかなり大きいので、熱電離現象に対する熱伝導率としては $\lambda_n + \lambda_r$ を用い、熱解離現象に対する熱伝導率には λ_n を用いて近似的な解析を行うことが可能である。

また気流中静止アークのような半径が大きく、温度傾斜の大きいアークに関しては、境界近傍の狭い層すなわち境界層以外では (2.17) 式で取り扱い、境界層に適当な補正を行つて、境界条件を満足させることが可能である。⁽⁸⁴⁾

第 2.3 図は 1 例として空気の λ_n, λ_r を示したものである。



2.3.4 アーク空間のエンタルピーおよび定圧比熱

空間を構成する粒子の内部自由度による分配関数を Z_i とすれば、粒子1ヶ当りのエンタルピー h は次式で与えられる。

$$h = \frac{5}{2} kT + kT^2 \frac{\partial}{\partial T} \ln Z_i \quad (2.18)$$

したがって j 粒子のモル分率を x_j とすると空間単位質量当りのエンタルピー h_T は次のようになる。

$$h_T = \left\{ \frac{5}{2} kT + kT^2 \left(\sum x_j \frac{\partial}{\partial T} \ln Z_i^{(j)} \right) \right\} / \sum x_j m_j \quad (2.19)$$

こゝに m_j は j 粒子1ヶ当りの重さである。

簡単な例として M なる分子が ν_j ヶの M_j 分子および μ_l ヶの A_l 原子に、分解するところの



のような反応を考え、 M_j 粒子のモル分率を x_j ($j = 1, 2, \dots, m$), A_l 原子のモル分率を x_l ($l = m+1, m+2, \dots, n$), M 分子のモル分率を x_0 とし、原子あるいは分子の励起および振動のエネルギーレベルとして、 M 分子のそれを基準すなはち零レベルにとると

$$\begin{aligned} \left(\sum_{j=0}^n x_j m_j \right) h_T &= \frac{5}{2} kT + kT^2 \left(\sum_{j=0}^n x_j \frac{\partial}{\partial T} \ln Z_{\text{rot}}^{(j)} \right) \\ &+ kT^2 \frac{(1-x_0)}{\sum \nu_j + \sum \mu_l} \frac{\partial}{\partial T} \ln \left\{ \prod_{j=0}^m (Z_{\text{os}}^{(j)} \cdot Z_e^{(j)})^{\nu_j} \cdot \prod_{l=m+1}^n (Z_e^{(l)})^{\mu_l} / Z_{\text{os}}^{(0)} \cdot Z_e^{(0)} \right\} \dots \dots (2.20) \end{aligned}$$

となる。こゝに Z_{os} , Z_{rot} , Z_e はそれぞれ分子の振動のエネルギー、回転のエネルギー、および分子、原子内電子のエネルギー状態に関する状態和である。

とくに分子および原子の電子状態、分子の振動エネルギー状態が基底状態にあると近似的に考えることができる場合には、 $\frac{\partial}{\partial T} \ln Z_{\text{rot}}^{(j)} = \frac{1}{T}$ なる関係を考慮して

$$\left(\sum_{j=1}^n x_j m_j \right) h_T = \frac{5}{2} kT + kT \left(\sum_{j=1}^n x_j \right) + \frac{(1-x_0)}{\sum \nu_j + \sum \mu_l} \cdot D \dots \dots (2.21)$$

となる。

こゝに D は解離エネルギーである。

一般にとくに高温でない限り、アーク空間を形成するような気体では

$$kT \ll D$$

であるから「 x_0 の減少すなわち解離の進行」とともに(2. 21)式の第3項が大きくなりエンタルピーは急激に増大する。

熱力学の定義によれば定圧比熱 C_p は

$$C_p = \frac{d h_T}{d T} \quad \dots\dots\dots (2. 22)$$

で与えられる。

(2. 21)式の h_T を(2. 22)式に代入すると

$$C_p = \frac{1}{\sum_{j=1}^n x_j m_j} \left\{ \frac{5}{2} k + k \left(\sum_{j=1}^m x_j \right) \right\} + \frac{5}{2} k \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{\sum_{j=1}^n x_j m_j} \right) \\ + k \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\sum_{j=1}^{\ell} x_j}{\sum_{j=1}^n x_j m_j} \right) + \frac{D}{\sum \nu_j + \sum \mu_{\ell}} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1 - x_0}{\sum_{j=1}^n x_j m_j} \right) \quad \dots\dots\dots (2. 23)$$

となる。

温度の増大とともに解離が進行する場合には(2. 23)式の第4項が非常に大きくなるので C_p の急激な増加が見られる。

C_p に関する以上の考察は準静的変化を考えた場合のものであるが、第2.4節で考察するように、解離現象はかならず時間的なおくれをとまうので、このような場合には、平衡状態では熱解離がともなう温度範囲でも実効的な定圧比熱はかならずしも(2. 23)式に一致しない。粒子の解離速度に比してはるかに大きい「状態の時間的変化」を与えた場合には、粒子は凍結状態にあるので、この場合の実効的な C_p を C_{pf} とすると C_{pf} は(2. 23)式の第1項のみとなり、次式で与えられる。

$$C_{pf} = \frac{1}{\sum_{j=1}^{\ell} x_j m_j} \left\{ \frac{5}{2} k + k \left(\sum_{j=1}^m x_j \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (2. 24)$$

一方熱解離の進行速度が極めて早く、各瞬間において熱平衡が成立している場合の C_p を C_{pe} とすると、 C_{pe} は(2. 23)式の C_p と一致する。

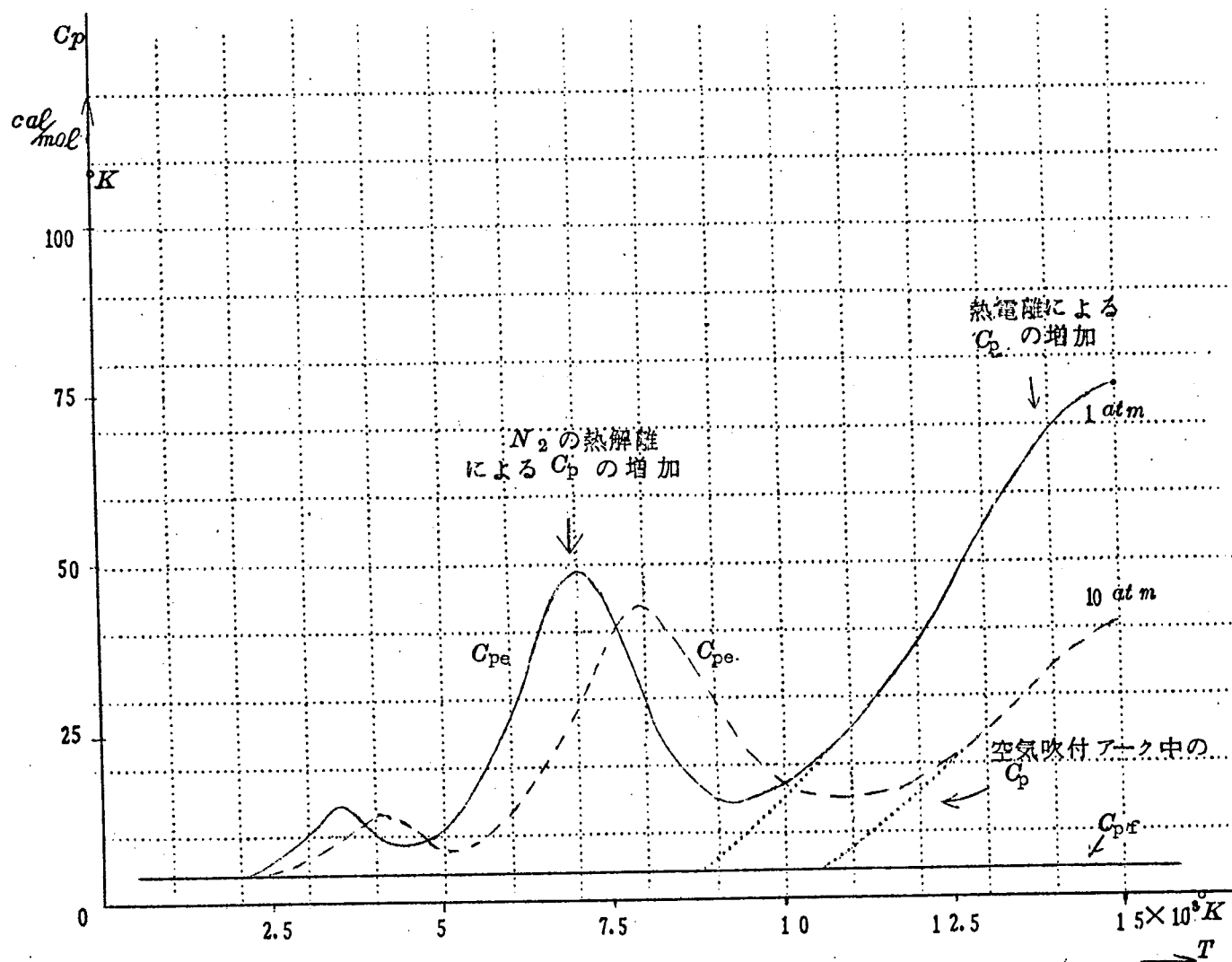
有限の解離速度を有する実際の現象に対する C_p は

$$C_{pf} < C_p < C_{pe}$$

で与えられる。

第2.4節で考察するように、消弧力を有するシャ断器の零点近傍の現象については、分子の熱解離現象は凍結状態にあり、時間的变化の極めて早い熱電離現象は熱平衡状態を保ち、変化するものと考えられるので、熱解離現象に対する C_p としては C_{pf} を、熱電離現象に対する C_p としては C_{pe} を考えればよい。

第2.4図は空気中の C_{pf} および C_{pe} を例示したものである。



第2.4図 空気中の C_{pf} , C_{pe} と温度との関係

2.4 アーク空間における状態が熱平衡に達する早さおよび粒子混合の早さの推定

シヤ断器アークの零点近傍の現象のように、状態の時間的变化が大きい現象では、すべての現象が熱平衡を保ちつゝ変化するとは考えられない。本節では空气中アークを例にとつて、熱解離および熱電離現象が熱平衡に達する早さを推定する。

2.4.1 分子の熱解離、原子の分子への再結合

反応速度論⁽⁴⁷⁾によると、原子状気体が例えば2原子気体へと再結合する反応は



(ここにAは原子、 A_2 は2原子分子、Mは反応の際の余剰のエネルギーを持ち去るための第3体(分子ないし原子)を意味している。)

のような3体衝突過程をへて行われ、A粒子単位体積当りの数の変化 dn_A/dt は次式で与えられる。

$$\frac{dn_A}{dt} = -k_r n_A^2 \cdot n_M \quad \dots\dots\dots (2.26)$$

ここに n_A および n_M はそれぞれAおよびM粒子の単位体積当りの数(あるいはモル数)であり、また k_r は、「単位体積当りに単位個数(あるいは単位モル数)の反応体および第3体がある場合の衝突回数を表わすZ」の関数として、次式で与えられる。

$$k_r = P Z \exp(-E_A/kT) \quad \dots\dots\dots (2.27)$$

ここにPは配位因子であり、 E_A は活性化エネルギーである。

付録2.6に示すように、(2.27)式を用いて各種の二原子気体の k_r のオーダーを推定することが可能であるが、とくに窒素および酸素については、人工衛星の大気圏回収の問題で、その推定が必要となる関係上、実験結果が報告されているので⁽⁴⁸⁾⁽⁴⁹⁾、それを示せば窒素および酸素の k_r はほぼ等しく

$$k_r = 8.4 \times 10^{14} (T/3500^\circ K)^{-2} (\text{cc/mol})^2/\text{sec} \quad \dots\dots\dots (2.28)$$

で与えられる。

以上は再結合が一方的に行われる場合の反応速度について考察したわけであるが、高温における再結合のように平衡定数が1の桁であるような可逆反応では逆反応を考慮しなければならない。逆反応すなわち分子の原子への解離が完全に逆向きの形で行われるところの



のような対称反応を考えると、 n_A の変化は次式で与えられる。

$$\frac{dn_A}{dt} = (n_A + n_{A_2})(k_d n_{A_2} - 2k_r n_A^2) \quad \dots\dots\dots (2.30)$$

こゝに k_f は、 k_r および平衡定数 $K(T)$ との間に次のような関係を有する量である。

$$k_f = 2 \cdot K(T) \cdot k_r \quad (2.31)$$

二原子が1分子になるような反応の場合(2.2)式、(2.15)式の $K(P, T)$ と
(2.31)式の $K(T)$ との間には

$$K(T) = \frac{P}{kT} \cdot K(P, T)$$

なる関係がある。

1例として空気シャ断器ノズル内の電流零点近傍に残存する、熱解離した中性原子が消滅する早さの上限を推定しよう。正確に原子の再結合速度を推定するためには逆反応も考慮しなければならないが、原子の半減速度の上限を推定するためには、それを無視してさしつかえない。そこでそれを無視して考えることとすると、(2.26)式から n_A の減少速度 $-dn_A/dt$ は次式で与えられる。

$$-\frac{dn_A}{dt} = 2 k_r (n_A + n_{A_2}) n_A^2$$

簡単のために考察している期間で、 $n_A + 2 n_{A_2} = N$ (一定)と考えると、

$$\frac{dn_A}{dt} = -k_r n_A^2 (N + n_A)$$

従つて $n_A = N$ の状態から n_A が半減するまでの時間すなわち半減期 τ_a は次式で与えられる。

$$\tau_a = \frac{1}{N^2 k_r} \left(1 + \log \frac{2}{3} \right) \quad (2.32)$$

$T = 7000^\circ K$ $P = 5 \text{ Kg/cm}^2$ のアーク空間を考えると

$$(2.28) \text{ 式から } k_r = 5.8 \times 10^{-34} (\text{cc/atoms})/\text{sec}$$

$$\text{また } N = 7.2 \times 10^{17} \text{ atoms/cc}$$

となるからこれらを(2.32)式に代入して

$$\tau_a = 2.7 \text{ ms}$$

を得る。

半減時間は極めて大きい。したがつて第3章で示すように、空気シャ断器の零点近傍 10μ 秒以下の短時間で生じるような急激な状態の変化に対しては、再結合反応は事実上凍結しているものと考えてさしつかえない。

実際空気シャ断器ノズル中の流速を低めにみつもつて、常温における音速約 300 m/sec に等しいとしても、数 cm のノズル中を気体が移動するに要する時間は $100 \mu \text{ sec}$ 程度

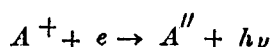
である。したがって大電流期間中にアーク軸上で形成された熱解離原子が外側へと拡散して再結合するまでに、すでに空気シヤ断器のノズル外へと押し出されているものと考えられる。換言すれば空気シヤ断器あるいは油吹付シヤ断器の消弧室などでは、熱解離によって生じた原子が再結合する反応は、事実上凍結しているものと考えてさしつかえない。

2.4.2 電子対イオンの再結合

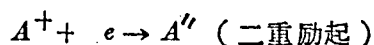
電流零点近傍でアーク空間が冷却されると、熱電離していた荷電粒子が急速に再結合するが、この再結合速度はアーク空間の導電率が変化する早さの上限を与えるので、その推定は非常に重要な問題である。

さて電子とイオンとの再結合には⁽⁵⁰⁾

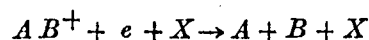
(a) Radiative Recombination



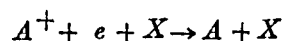
(b) Dielectric Recombination



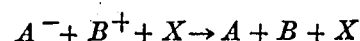
(c) Dissociative Recombination



(d) Three Body Recombination



(e) Two Step Recombination



のような形式が考えられるが、通常のシヤ断器にみられるような比較的高気圧のアーク空間では、(c)~(e)の結合過程が支配的であると考えられる。⁽⁵²⁾

まず(e)のDissociative Recombination について考察しよう。

正イオンが多原子分子である場合には、電子との再結合のさいに放出される余剰のエネルギーが分子の振動のエネルギーに吸収されて、分子の振動振巾が増大する結果、遂には分子が基底あるいは励起状態にある二つの原子に分解する。この再結合過程をDissociative Recombinationという。前節で述べたように一般に原子から分子への結合あるいは分子から原子への解離の速度はかなりおそいので、熱電離が生じる程度の高温のアーク空間でも O_2^+ , N_2^+ が存在する可能性は十分に推定されることからこの再結合過程の存在が肯定される。

Dissociative Recombination については Bates (51) が再結合係数 α に関する理論式を誘導し、(註1) Biondi および Browne によつて得られたアルゴン、ヘリウムに (註2) 関する実験結果および O_2 , N_2 に関する実験結果を説明している。

Biondi および Browne の実験結果はすべてマイクロ波法で行われたものであるため、低圧力、比較的低温における実験結果であるが、Bates の理論からこの再結合係数 α_{ed} が $T^{-\frac{3}{2}}$ に比例し、圧力には無関係であることが予測されるので、Biondi らの実験結果を $T = 6000^\circ K$, $P = 1 \text{ atm}$ 程度にまで延長すると

$$\alpha_{ed} = 10^{-8} \sim 10^{-9}$$

という値が得られる。

次に Three Body Recombination について考察しよう。

再結合の際の余剰のエネルギーを中性原子あるいは分子が運動エネルギーとして持ち去ることによつて生じる再結合であつて、現象的には原子の分子への再結合と同様のものである。

(註1) D.R. Bates は Dissociative Recombination の過程について理論的に考察し、再結合係数 α_{ed} として次式を得ている。

$$\alpha_{ed} = 2.1 \times 10^{-16} \left\{ \frac{r}{T^{\frac{3}{2}}} (\tau_A + \tau_S) \right\} \int_0^\infty e^{-\frac{E}{kT}} f(E) dE$$

こゝで r は A_2' 状態 (A_2' 状態とは再結合に際して電子エネルギーを吸収し間もなく分解する分子の励起状態を意味する) の統計的重み、と A_2^+ 状態の統計的重みの比、 $f(E)$ は Frank - Condon 係数であり、 τ_A は自己イオン化するなり $A_2' \rightarrow A_2^+ + e$ なる逆反応に関する平均特性時間であり、 τ_S は有効な解離がおきるための平均時間である。Bates は $r = 10$, $\tau_A = 10^{-13} \text{ sec}$, $\tau_S = 10^{-13} \text{ sec}$ (例えば2つのO原子は相互に斥けし 10^5 cm/sec の速さで分離する。それに対して分離に要する距離は 10^{-8} cm 程度であるから $\tau_S \approx 10^{-13} \text{ sec}$), $f(E)$ は eV で表現された $2kT$ に等しいと考えて上式から α_{ed} を求め、 $3000^\circ K$ で

$$\alpha_{ed} \sim 10^{-7}$$

程度の値をえている。

(註2) He , A のような単原子気体でも、イオンの状態では He_2^+ , A_2^+ のような分子状イオンを形成する可能性がある。

たゞ電子と正イオンとの間には静電的な力が作用するので、イオンの電子に対する衝突断面は中性原子の衝突断面に比して極めて大きいという点がことなっている。

電子の平均自由行程が、電子対イオンの再結合のための有効半径 ($r_0 = 2 e^2 / 3 kT$) に比して小さい時には、正負イオンの再結合を説明するために提案された J. J. Thomson の理論が適用できる。それによれば電子の拡散現象に対する平均自由行程 λ_e と電子の第 3 体との衝突によるエネルギー損失率⁽⁵⁰⁾ K との比で与えられるところの、 ℓ_- すなわち

$$\ell_- = \lambda_e / K$$

が

$$\ell_- \gg 2 r_0$$

なる条件を満足している高温のアーク空間では、Three body recombination 係数 α_{e3} は次式で与えられる。

$$\alpha_{e3} = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \sqrt{8 kT / \pi m_e} \cdot \ell_- \quad \dots\dots\dots (2.33)$$

こゝに m_e は電子の静止質量である。

例えば空気を例にとり、第 3 体として分子の存在を仮定し、1 atm で $\lambda_e \doteq 10^{-4}$ cm とすると

$$\alpha_{e3} \doteq 1.9 \times 10^{-7} \cdot P \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{-\frac{5}{2}}$$

となる。

こゝに P は atm で表現された圧力である。

例えば空気シヤ断器のノズルを例にとつて $P = 5 \text{ atm}$ $T = 6000^\circ K$ とすると

$$\alpha_{e3} \doteq 5 \times 10^{-10}$$

となる。

最後に(e)の Two Step Recombination について考察しよう。

アーク空間に O_2 あるいは SF_6 などの電子親和力の大きい分子が存在すると、例えば酸素

(註) K は第 3 体が原子である場合には $M / 2 m_e$ (M は原子の質量) であるが、第 3 体が分子である場合には、衝突に際して電子の運動エネルギーが分子の内部振動および回転のエネルギーに吸収されるので、これより 1 桁大きい値となる。例えば N_2 では $K \doteq 6 \times 10^{-4}$, O_2 では $K \doteq 40 \times 10^{-4}$, 空気では 26×10^{-4} 程度の値である。⁽⁵⁰⁾

この効果は Dissociative Recombination よりも小さいとするのが著者の意見である。

以上の考察を総合すると、シャ断器内に発生するような比較的高圧、高温のアーク空間では電子対イオンの再結合係数は 10^{-8} 程度と考えられ、例えば空気シャ断器のアークを例にとつて、電子の半減時間 τ_e を推定すると、シャ断零点近傍に残存する電子密度を $10^{-15} \sim 10^{-16}$ と考えて

$$\tau_e \div 10^{-7} \sim 10^{-8} \text{ sec}$$

程度であると結論される。

2.4.3 熱力学的平衡が達成される早さの推定

空間を形成する各粒子が他の粒子と数回の弾性衝突を行えば空間の速度分布は Local Equilibrium に達するので、^(註) 粒子の衝突回数の逆数を数倍したものをもつて、熱力学的な Local Equilibrium が達成される早さの測度とみなすことができる。

さて空間に n 種類の粒子が存在する場合、そのうちの i なる粒子の経験する衝突周波数 θ_i は次式で与えられる。⁽⁴⁵⁾

$$\begin{aligned} \theta_i &= \sum_j n_j s_{ij} (\bar{v}_i^2 + \bar{v}_j^2)^{\frac{1}{2}} \\ &= \bar{v}_i \sum_j n_j s_{ij} \left(1 + \frac{M_i}{M_j}\right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

こゝに \bar{v}_i : i 粒子の平均速度

s_{ij} : i 粒子, j 粒子間のエネルギー移行の衝突断面

n_i : 1 cc 当りの i 粒子の数

M_i : i 粒子の質量

s_{ij} については付録 2.4 で考察する。

1 例として $T = 7000^\circ K$, 電子密度 10^{15} 電子/cc, 分子対原子の比が 1 : 1, 圧力 1 atm の窒素空間を考えると

$$S_{N_2-N_2} = 32 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$$

(註) Spitzer⁽⁶⁴⁾ は完全電離プラズマ内では、空間の速度分布の不均衡が実質的になくなるのに要する時間、換言すれば運動エネルギーの分布がマクスウェル分布に近づくために必要な時間は、衝突した粒子を 90° 曲げるための衝突断面を考慮した衝突回数の逆数に等しいと考えている。普通の弾性衝突に対する衝突断面を考え、それに対する衝突周波数を考えても、数回の衝突で平衡が成立するものと考えれば充分であろう。

$$S_{N_2-N} = 2.4 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$$

$$S_{N-N} = 1.7 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$$

$$S_{N_2-e} \doteq S_{N-e} \doteq 1.1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$$

$$S_{e-e} \doteq S_{ion-e} = 1.0 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$$

のように計算されるので、分子、原子、電子の衝突周波数は次のようになる。

$$\text{分子の衝突周波数} \doteq 1.0 \times 10^9 / \text{sec}$$

$$\text{原子の衝突周波数} \doteq 1.1 \times 10^9 / \text{sec}$$

$$\text{電子の衝突周波数} \doteq 1.8 \times 10^{11} / \text{sec}$$

Local equilibrium が達成される時間を衝突周波数を $\frac{1}{10}$ 倍したものの逆数と考えても、分子、原子の場合 10^{-8} sec 、電子の場合 10^{-10} sec 程度である。

以上からシャ断器内部で発生する高圧アークプラズマでは「熱力学的な Local equilibrium が達成される時間は極めて短いので、熱力学的には Local equilibrium が達成されている」ものとして、アーク空間を取り扱かうことが可能である。

2.4.4 粒子混合の早さの推定

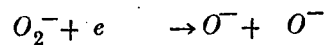
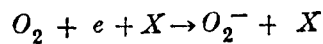
アーク空間では中心部ほど温度が高いので、熱解離した原子の密度も中心部に向つて大きくなっていることは明らかである。この密度傾斜によつていわゆる拡散が生じることが予想されるが、拡散の早さが分子の熱解離、原子の再結合が熱平衡に達する早さよりも大きいと熱平衡の状態ではアーク空間各点の温度の関数として定まる分子対原子の割合」とは違つた原子対分子の割合が出現する。

本節ではこの拡散の早さを推定しよう。

今簡単のために原子と二原子分子とからなる混合物を考え、例えば原子の単位容積当りの数を n_1 とすると、その空間的な発生源がない場合には、その時間的变化と空間分布とは次式によつて関係づけられる。

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \text{div } D_{12} \text{ grad } n_1 \quad (2.34)$$

の場合



なる二つの反応によつて負イオンが形成されるが、こゝに形成された負のイオンが正のイオンといわゆるイオン対イオン再結合を生じ、空間の電子再結合が実効的に早められる可能性がある。 SP_6 気体中のアークではこの過程が非常に重要となるが、空气中アークでは

こゝに D_{12} は binary mixture の拡散係数であり、(2.9) 式の D_{12} と一致する量である。

1例として窒素分子および原子からなる空間を考えると $P = 1 \text{ atm}$ で

$$D_{12} = 3.83 \times \left(\frac{T^\circ K}{6000} \right)^{\frac{3}{2}} \times 10^2$$

となる。

簡単な例として軸対称なアーク空間を考え、アーク軸から任意の点までの距離を r とすると、(2.34) 式は次のように変形される。

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r D_{12} \frac{\partial n_1}{\partial r} \quad (2.35)$$

D_{12} は一般に温度の関数であるから、零点近傍のアーク空間のように温度が位置および時間の関数であるような場合には、位置および時間の関数としての D_{12} を考えなければならない。しかしこゝでは拡散時間の概略値を問題としているので、 D_{12} としては考察している空間の平均的な値で代表し、位置および時間に関して一定であると考えてさしつかえない。このような簡略化を行うと (2.35) 式は

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = D_{12} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial n_1}{\partial r}$$

のように変形され、一般解として次式を得る。

$$n_1 = \sum_{m=1}^{\infty} A_m J_0(\lambda_m r) \exp(-\lambda_m^2 D_{12} t)$$

こゝに $J_0(x)$ は零次のベッセル関数である。

アーク空間を模型化し、 $r=R$ において $n_1 = 0$, $t=0$ で

$$n_1 = n_1^{(0)} J_0(\lambda_m r)$$

なる遊離原子の分布を仮定すると

$$n_1 = n_1^{(0)} J_0\left(2.4 \frac{r}{R}\right) \cdot e^{-5.7 D_{12} \frac{t}{R^2}}$$

となる。

したがって、拡散時間すなわち空間に原子が侵入して遊離原子が $1/e$ に減少する時間 T_D は次式で与えられる。

$$T_D = \frac{R^2}{5.7 D_{12}}$$

気流によつて収縮した窒素アークの空間を考え、 $T_m = 4000^\circ K$ $R = 2.5 \text{ mm}$ と仮定すると

$$T_D = 5.5 \times 10^{-5} \text{ sec}$$

となる。

これは 2.4.1 で考察した原子の分子への再結合時間より、2桁程度小さい値である。したがつて少くとも気流（あるいは油流）を吹付けて消弧を行う最近の高圧大電力シヤ断器のアーク空間では、少くとも原子対原子の再結合、あるいは熱電離現象に関しては、Local Equilibrium が成立しているとは考えられない。

しかし、これは 2.4.2 で考察した電子の再結合時間に比しては大きいので、電子の再結合あるいは熱電離現象に関しては、Local Equilibrium が成立していると考えることができる。

2.5 シヤ断器内の高圧アークプラズマの基礎方程式

高圧アークプラズマの過渡現象は非常に複雑であるので、詳細な基礎方程式を樹立し、その厳密な解を求めることは極めて困難である。そこで実際のアーク現象に関する解析を行うためには、むしろある程度物理的になつとくに行く模型化を用いるのが実用的である。

しかしながら合理的な模型化を行うためには、一般的な基礎方程式を樹立し、現象を本質的に把握することがぜひ必要である。そこで本節ではこの基礎方程式を樹立しよう。

まず基礎方程式を樹立するための準備として、高圧プラズマの特徴を列举すると次のようになる。

- (a) 2.4.3 で考察したように、高圧アークプラズマでは熱力学的な Local Equilibrium が達成される時間は極めて短いので、電子温度、イオン温度はすべて中性粒子の温度に等しい。すなわち水銀整流器中のアークのような低気圧中のプラズマとはことなり、Isothermal な空間である。
- (b) 電子およびイオンは熱電離によつて形成される。
- (c) 2.4.2 で考察したように、電子対イオンの再結合速度あるいは逆に電離速度は非常に大きいので、少くとも電子とイオンとの割合には熱的な Local Equilibrium が成立していると考えることができる。
- (d) 2.4.1 節で考察したように中性粒子間の再結合はかなりおそいので、「気流あるいは油流でアークを吹き消す」ような型の消弧室では、普通中性粒子と遊離原子との間の反応は凍結状態にあると考えられる。

(e) 水銀整流器中のアーク空間とはことなり、アークの電位傾度は陰極、陽極降下にくらべてはるかに大きいので、後者を無視することが可能である。

(f) アーク期間中は陰極点から、ポストアーク期間中はアーク期間中陽極であつた点から電子の供給は充分に行われるので、プラズマ内で Charge Separation が生じるようなことはない。

以上のような高圧アークプラズマの特徴を考慮して、それに関する基礎方程式を求めよう。

(1) エネルギー平衡式

まずプラズマ単位体積、単位時間当りの入力は、アーク空間の導電率を σ 、アーク電位傾度を E とすれば、 σE^2 である。

これに対して入力の消費される過程としては、次の5つのものが考えられる。

(a) 半径方向の熱伝導による損失

$$- \operatorname{div} \lambda \operatorname{grad} T$$

λ は実効的な熱伝導率であり、2.3.3で考察したようにいわゆる normal conductivity に加えて、粒子の解離反応、再結合反応の進行による実効的な増加を考慮しなければならない。

一般に電子の再結合、あるいは電離は非常に急速に行われるので、電離および電子の再結合反応に対する λ としては、2.3.3で求めた λ_n および $\lambda_r^{(e)}$ の和を用いればよい。

原子の再結合、熱解離反応に対する λ に関しては、アーク空間の種類に応じて、適当な値をえらばなければならない。例えば、粒子の再結合反応のさいに発生するエネルギーがアーク空間内にそのまま放出されるようなアーク空間の場合には、 $\lambda = \lambda_n + \lambda_r^{(e)}$ とするのが適當である。これに対して、空気吹付シャ断器、あるいは油流吹付シャ断器の消弧室内のアーク空間では、2.4.1で考察したように原子は凍結状態にあり、再結合などの反応エネルギーは消弧室の外部で放出されるので、 $\lambda = \lambda_n$ と考えてさしつかえない。

(b) 輻射損失 $S(T)$

励起状態にある原子あるいは分子がそれよりエネルギーレベルの低い基底状態あるいは他の励起状態に移行する場合、あるいは電子のイオンへの再結合、原子の分子への再結合などの際、あるいは電子がイオンの周囲を通過する際（いわゆる Bremsstrahlung を発生する）などに空間のエネルギーが光のエネルギーとして外部に放出されるために生じるものであつて、一般に $A \exp(-B/T)$ の形で温度と共に増加する。高温の弧心が形成されている大電流アークの弧心部分ではこれが問題となるが、電流零点近傍の比較的低温

のアーキでは他の損失に比して無視できるものと思われる。

(c) プラズマの流速 \mathbf{v} の増加

$$\frac{1}{2} \rho \frac{D}{Dt} v^2$$

ここに ρ は空間の密度であり、また D/Dt は実質部分に関する微分であつて次式で与えられる。

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \text{grad}$$

(d) プラズマの内部エネルギーの増加

プラズマ単位質量当りの内部エネルギーを u とすれば

$$\rho \frac{D}{Dt} u$$

で与えられる。

(e) 圧力の変化によつて生じる仕事

$$-\frac{D}{Dt} \left(\frac{P}{\rho} \right)$$

ここに P はプラズマ空間の圧力である。

結局プラズマ粒子に作用する重力を無視するとエネルギー平衡の方程式は次式のようになる。

$$\rho E^2 = \rho \left\{ \frac{D}{Dt} \left(u + \frac{1}{2} v^2 \right) + \frac{D}{Dt} \left(\frac{P}{\rho} \right) \right\} + S(T) - \text{div } \lambda \text{ grad } T \quad (2.36)$$

(2) 運動方程式

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\text{grad } P \quad (2.37)$$

(註) (2.36) 式は (2.37) 式と組み合わせて

$$\rho E^2 = \rho \frac{Dh}{Dt} - \text{grad } P + S(T) - \text{div } \lambda \text{ grad } T \quad (2.36')$$

のような表現を用いる方が便利ことが多い。

ただし h は specific enthalpy であつて次式で与えられる。

$$\frac{Dh}{Dt} = \frac{Du}{Dt} + \frac{D}{Dt} \left(\frac{P}{\rho} \right)$$

(3) 連続方程式

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \text{div}(\rho \mathbf{v}) \quad (2.38)$$

(4) 状態方程式

$$P = n k T \quad (2.39)$$

ここに n は単位体積当りの粒子の数であり、 i 粒子のモル分率を x_i とすると ρ と n との間には、
$$\rho = n \sum x_i m_i \quad (2.40)$$

なる関係がある。

x_i については反応速度が有限の場合、2.3.3 の(2)で行ったような複雑な考察が必要であるが、とくに x_i が Local thermal equilibrium にあるような場合は 2.2 から明らかのように温度および圧力のみの関数となる。

(5) 電流密度、電位傾度と電流、電圧との関係

アークの任意の断面の面積素を dS とするとアーク電流 i は

$$i = \int_S \sigma \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.41)$$

となり、またアーク軸に沿う距離を $d\ell$ とすると e は次式で与えられる。

$$e = \int_L \mathbf{E} d\ell \quad (2.42)$$

ここに S はアークの全断面であり、 L はアーク長である。

(6) 回路方程式

シヤ断器端子から見た演算子インピーダンスを Z とすると

$$e = Z i \quad (2.43)$$

結局 $P, T, \rho, n, \mathbf{E}, i, e, \mathbf{v}$ なる 8 つの未知数に関する 7 つの方程式 (2.36) ~ (2.43)

および 2.3.3 の(2)で考察した λ , x_i に関する方程式および 2.3.4 で考察した h (あるいは u) と T とに関する方程式を連立させることによつて解を求めることが可能である。

2.6 アーク動特性の模型的考察

一般に高気圧アークの現象は、第 2.4 節で考察した基礎方程式に、境界条件を与えることによつて、その温度分布、導電率の分布などをかなり厳密に考察することができるが、多くの基礎方程式を連立させてその厳密な時間の関数としての解を求めることは現状では困難であり、むしろ第 2.3 節で考察したアーク空間の基礎物理的な諸性質を考慮して、ある程度物理的に納得のゆく模型化換言すれば簡単化を行つて、アーク特性を論じる方が実用的である。

一般に模型化の方法は消弧室の消弧機構の相違によつていろいろとこととなるが、本節では、

静止気中のアーク、アーク軸方向に油流あるいは気流の吹付けのあるアークを例にとつて説明する。

2.6.1 静止気体中のアーク

この場合は外力の作用による粒子の群速度、および空間の圧力傾斜を無視することができるので、電極からのアークジェットの影響が小さい場合には基礎方程式は次のように簡単化される。(2.36)式から

$$\sigma E^2 = \rho \frac{\partial h}{\partial t} + S(T) - \text{div } \lambda \text{ grad } T \quad (2.44)$$

(2.39)式および(2.40)式から ρ は次式で与えられる。

$$\rho = \frac{P}{R} \cdot \frac{1}{T \cdot (\sum m_i x_i)} \quad (2.45)$$

再結合エネルギーはすべて問題としているアーク空間に放出されるので、 σ , x_i , λ および h については Local thermal equilibrium が成立している場合のそれに対応するものを取ればよく、空間の状態量のみの関数として与えられる。

(2.44)式および(2.45)式は比較的簡単な方程式であるので、適当な境界条件を与えることによつて、解を求めることが可能である。

とくにプラズマ部分の比較的長い軸対称アークの電流零点近傍に対しては、(2.44)式の $S(T)$ および $\text{grad } T$ の Z 成分は無視できるので(2.44)式はさらに簡単化されて

$$\sigma E^2 = \rho \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \quad (2.46)$$

となる。

(2.46)式は空間的な熱発生源のある熱伝導の式に他ならない。すなわちアークジェットの影響のない静止気中アークの現象は空間的な熱発生源のある円筒対称空間における熱伝導の問題に模型化して考察することが可能である。

2.6.2 軸方向に吹き付けのあるアーク空間に対する模型的考察

(1) 模型化の準備としての「弧心と外焰」の説明

3.5.1で示した静止気中のアークとはことなり、空間の圧力傾斜による粒子の群速度が存在するので、現象は非常に複雑となり、偏微分方程式の形で与えられる基礎方程式を解くことは現状では困難である。したがつてこの場合の過渡現象を論じるためには模型化をさらに一歩進めて、アーク空間をその内部では一様な電離度を有するいくつかの

円柱で近似するいわゆる Canal 模型で取りあつかうのが実用的である。過去において提案された Mayr あるいは Cassie の模型はその代表的なものであつて、付録 2.1, 2.2 に示すようにいずれもアークを電離度が一様な高温気体の単一な円柱であるとして抽象したものであり、アークをある限られた期間で観測すれば比較的よい近似を与えるものであることはよく知られている。しかしアークを単一の円柱として取り扱おうとするこの種の模型だけでは、アーク期間全体にわたる動特性の表現に不充分であることはすでに Browne Jr.⁽⁴⁰⁾ や筆者⁽³⁷⁾ が指摘したところである。Browne Jr. はアーク期間では Cassie の模型を、ポストアーク期間では Mayr の模型を用い、電流零点でこれを接続することによつてアークの動特性をさらにうまく表現することに成功したが、二つの違った特性をもつ模型を零点の前後に別々にあてはめようとするために物理的な説明の困難を生じ、一つのアーク路における放電特性の急変という物理的に納得しにくいところがあるとともに、Extinction Peak の現象に対して十分な説明が与えられなかつた。

そこで筆者らは、第 2.3 節で考察したように熱電離の発生にともなつて空間の特性が大きく変化することに注目して、弧心と外焰という二つの違った放電領域の併存を仮定してシヤ断器内のアークに対する一層実際に近い考察を与えることを試みている。

弧心というのは例えば 1 気圧程度の気中アークでは、 10^4 K 以上の高温を有する部分であるが、第 2.3 節で述べたようにそれ以下の温度の空間と比較して次のような特徴を有している。

(i) 導電率の絶対値は非常に大きいけれども、その温度に関する変化の割合は比較的小さい。(2.3.2 参照)

(ii) 定圧比熱および熱伝導率は例えば空気流中アークでは 10^4 K を境として急激に増大し、常温程度の空間のそれに比して非常に大きい。(2.3.3 参照)

外焰とは 10^4 K 以下の温度を有する空間であつて、弧心とは対称的にことなる次のような性質を有している。

(i) 導電率の絶対値は小さいけれども、その温度に関する変化の割合は非常に大きい。

(ii) 前述のように空気流中アークでは原子から分子への再結合反応は凍結状態にあるので、定圧比熱、熱伝導率などは常温における気体のそれと同程度の値である。

大電流期間中は弧心が存在し、電流は主として弧心を流れるので、アークの動特性に対しては弧心の特性が支配的である。弧心においては定圧比熱が大きく、導電率は温度によつてあまり大きく変化しないので、アークコンダクタンスの変化は導電率の

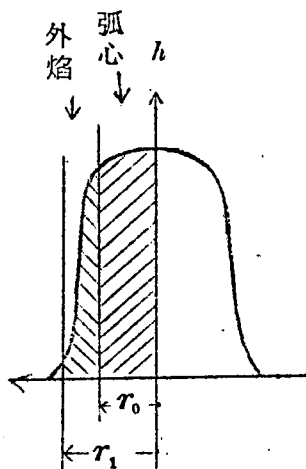
変化ではなしに、主として弧心断面積の消長によることになる。すなわち弧心の熱電導率は大きいので、弧心領域内に入力は蓄積されず、すべてそれを取り囲む空間へと伝達される。その結果弧心を取り囲む外焰が加熱されて弧心の断面積が増加するという形でアーク抵抗が変化する。

一方消弧室内ではアーク半径を幾何学的に収縮させようとする力および消弧力による単位体積当りほゞ一定の冷却力、あるいは熱輻射などのエネルギー損失などが作用するので、アークはつねに収縮力を受けている。電流の増加による半径の増大作用とこの収縮力との平衡関係によつてアーク抵抗が決定されるわけである。

電流の自然零点近傍における電流の減少に対応して、弧心半径がある値以下に減少すると弧心は急速に消滅し、アーク空間にはある有限の半径をもつた外焰のみが残存する。その後は電流の減少とともにシャ断器の消弧力による冷却力（後に空気シャ断器を例にとつて具体的に説明する）によつて外焰の温度が低下し（外焰の C_p が小さいことによる）空間導電率が急速に減少する。それと同時に、この領域でもやはり消弧力にもとづく半径の収縮力が作用するので外焰半径はたえず収縮をつづける。これらの作用でアーク抵抗は急速に上昇し、遂には空間は完全に導電性を失つてアークは消滅し、純粋な絶縁物となるわけである。

(2) 模型化によつて得られるアーク動特性式

a 弧心が存在する大電流期間



第 2.5 図 気流中アーク
エンタルピーの分布

弧心では熱伝導率が大きいので、エンタルピーの傾斜は小さく、また逆に小さい状態でも弧心に投入される入力は有効にそれを取り囲む部分に伝達される。

これに対して外焰部分では弧心に比して熱伝導率は非常に小さいので、温度傾斜は大きくても熱は有効に伝達されず、弧心から伝達して来た熱流は外焰内部に蓄積され、空間の温度は時間とともに上昇する。

以上のような弧心および外焰の性質を考慮に入れて、

第 2.5 図に示すような過渡温度分布を仮定し、近似的なアーク動特性を求めよう。

(2.36) 式から軸方向に吹き付けのある軸対称空間のエネルギー平衡の方程式は次のように表現される。

$$\sigma E^2 = \rho \frac{\partial h}{\partial t} - v_r \rho \frac{\partial h}{\partial r} - q \frac{dP}{dx} + S(T) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \quad (2.47)$$

ここに x はアーク軸に沿う距離, v_r は半径方向の流速 (軸に入り込む方向を正としている) q は軸方向の流速である。

「弧心のエンタルピは一定値 h_c , 大電流が流れている期間では $r_0 - r_1 \ll r_0$, 外焰の端におけるエンタルピ h_1 は h_c よりはるかに小さい」という仮定を設けて、付録 2.8 に示すような近似計算を行うと、(2.47) 式は次のように変形される。

$$E \cdot i = h_c \frac{dS}{dt} + 2 \left(\frac{v_r}{r} \right)_{r=r_c} h_c S + NS + S(T_c) S \quad (2.48)$$

ここに S は弧心の断面積、 N は弧心における平均の $q \frac{dP}{dx}$, $S(T_c)$ は弧心の平均輻射損失である。

一方弧心の一定の導電率を σ_c とすると

$$g = \sigma_c S \quad (2.49)$$

となる関係があるから

(2.49) 式を (2.48) 式に代入して S を消去すると次のような弧心の動特性式が得られる。

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \beta \left(1 - \frac{\theta^2}{\theta_0^2} \right) \quad (2.50)$$

ここに $\theta_0^2 = \{ N + S(T_c) + \alpha h_c \} / \sigma_c$

$$\alpha = \frac{N + \alpha + S(T_c)}{h_c}$$

ただし $\alpha = 2 \cdot \left(\frac{v_r}{r} \right)_{r=r_c}$ である。

b 外焰の動特性

電流の自然零点近傍で弧心がエネルギー平衡を失って消滅すると、アーク空間には外焰だけが残存する。

外焰では定圧比熱が非常に小さいため温度変化が非常に大きいのみならず、導電率の温度に関する微係数も非常に大きい。したがって、弧心とは逆に空間の導電率が時間とともに急激に変化することを考慮しなければならない。

外焰では温度が低いので $S(T)$ を無視することが可能である。

したがってこの場合の(2.36)式は次のようになる。

$$\sigma E^2 = \sigma \frac{D}{Dt} h - q \frac{dP}{dx} \quad (2.51)$$

粒子は凍結状態にあるので定圧比熱 C_p は一定とみなしてよい。したがって(2.51)式はさらに変形されて

$$\frac{1}{T} \frac{D}{Dt} T = \frac{R}{C_p \cdot P} (\sigma E^2 + q \frac{dP}{dx}) \quad (2.52)$$

となる。

一方2.3.1および2.3.2から明らかなようにごくわずかに電離した気体の σ と温度との間に近似的に

$$\sigma \propto \exp\left(-\frac{E_i}{2kT}\right)$$

のような関係があるから、これと(2.52)式とから次式を得る。

$$\frac{1}{\sigma} \frac{D\sigma}{Dt} = \frac{E_i}{2kT} \cdot \frac{R}{C_p \cdot P} \cdot (\sigma E^2 + q \frac{dP}{dx}) \quad (2.53)$$

外焰全体の動特性式を正確に求めるためには σ の空間分布を考慮する必要がある。しかしこゝでは動特性の近似式を得ることを目的としているので、近似的に一様な導電率の分布を仮定し、外焰の半径を S とすると、外焰のコンダクタンス g は

$$g = S\sigma$$

となる。

$S^{-1} \frac{dS}{dt} \ll g^{-1} \frac{dg}{dt}$ なることを考慮して上式と(2.53)式とから σ を消去すれば外焰

の近似的な動特性として次式をうる。

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \theta^{-1} \left(\frac{E \cdot i}{SN} - 1 \right) \quad (2.54)$$

ここで $\theta^{-1} = -\frac{E_i}{2kT} \cdot \frac{C_p}{R} \cdot q \cdot \left(\frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dx} \right)$

$$N = -q \frac{dP}{dx}$$

2.7 結 言

合成等価試験方法の妥当性の裏付けを得るためには、消弧現象を理論的ならびに実験的に究明することがぜひ必要な事柄であることを説明し、従来の消弧理論を紹介するとともに、高圧アークプラズマの基礎物理的な性質をつまびらかにした。そして高圧アーク空間に関して成立する一般的な基礎方程式を樹立し、模型的考察によつてその近似解を得る方法を示した。かくして電流零点近傍におけるアーク空間のエネルギー平衡が、消弧に最も支配的な要因であることを明らかにした。とくに従来の消弧理論では考慮されていなかった「プラズマ空間の状態が熱平衡に達する速さが消弧現象の鍵を握っている」ということを指摘し、エネルギー平衡論に対する物理的な裏付けを与えた。

付録 2.1 Cassie の模型⁽³⁷⁾

アーク柱の一定の導電率を σ_0 、単位体積当り一定の損失を n 、一定の熱容量を θ 、とするとアーク柱単位長当りのエネルギー平衡式は次のようになる。

$$e^2 g = \frac{dA\theta}{dt} + An \quad (2.a.1)$$

こゝに e は電位傾度、 g は単位長当りのアークコンダクタンスである。

g と A との間に存在する $g = A \sigma_0$

なる関係を用いて (2.a.1) 式から A を消去するとアーク動特性式として次式が得られる。

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \alpha \left(\frac{e^2}{e_0^2} - 1 \right) \quad (2.a.2)$$

こゝに α および e_0 は次式で与えられるような常数である。

$$\alpha = \frac{n}{\theta} \quad e_0^2 = n/\sigma_0$$

(2.a.2) 式が Cassie の得たアーク動特性式である。

付録 2.2 Mayr の模型⁽³⁸⁾

(2.2) 式および (2.4) 式から空間の電離度すなわち n_e を求め、これを (2.5) 式に代入すると、ごくわずかに電離した空間の導電率に関する近似式として次式を得る。

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E_i/2kT) \quad (2.a.3)$$

アーク柱を一定の断面積 A_0 、一様な導電率 σ を有し、単位長当り一定の損失 N が存在する空間であると仮定し、その空間とそれを取り囲む外部空間との間の単位体積当りのエンタルピの

差を H とすると、アーク柱単位長当りのエネルギー平衡式は次のようになる。

$$e^2 g = A_0 \frac{dH}{dt} + N \quad (2.a.4)$$

こゝに g は単位長当りのアークコンダクタンスである。

$g = A_0 \theta$ なる関係と (2.a.3) 式および (2.a.4) 式とから

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \frac{E_i}{2kT} \frac{e^2 g - N}{A_0 T} \frac{dH}{dT} \quad (2.a.5)$$

となる。

さらに Mayr は近似的に $H = C_p \rho (T - T_1) = C_p \rho_1 T_1 (1 - \frac{T_1}{T})$

(こゝに C_p は一定の定圧比熱であり、 ρ_1, T_1 は常数) と考えこれから求められる H と T との関係 (2.a.5) 式に代入して次式を得ている。

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \theta^{-1} \left(\frac{e^2 g}{N} - 1 \right) \quad (2.a.6)$$

こゝに

$$\theta = \frac{A_0 C_p \rho_1 T_1}{N} \left(\frac{2kT_1}{E_i} \right)$$

である。

(2.a.6) 式が Mayr の得たアーク動特性式である。

付録 2.3 (2.3) 式および (2.3') 式の近似度に対する検討

二原子分子の原子への解離の場合を考えよう。

周知のように原子の内部自由度による状態和 Z_i ($i = 1, 2$) は原子の励起状態のエネルギー準位 E_n , その縮退度 g_n の関数として次式で与えられる。

$$Z_i = \sum_n g_n^{(i)} \exp\left(-\frac{E_n^{(i)}}{kT}\right)$$

二原子分子の場合には、これに加えて核の振動および廻転を考慮しなければならないので内部自由度による状態和 Z_3 は次式で与えられる。

$$Z_3 = \left[\sum_n g_n^{(i)} \exp\left(-\frac{E_n^{(i)}}{kT}\right) \right] Z_{os} Z_{rot}$$

こゝに Z_{os} , および Z_{rot} は振動および廻転に対する状態和であり、それぞれ次式で与えられる。

$$Z_{os} = \frac{\exp\left(-\frac{h\nu}{2kT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)}$$

$$Z_{\text{rot}} = \frac{8 \pi^2 I k T}{\tau h^2}$$

こゝに ν : 2 原子分子の固有振動数

I : 2 原子分子の慣性能率

τ : 同種 2 原子分子からなるときは $\tau = 1$

異種 2 原子分子からなるときは $\tau = 2$

したがつて

$$\frac{Z_1 Z_2}{Z_3} = \frac{g_0^{(1)} g_0^{(2)}}{g_0^{(3)}} \frac{\exp(-D/kT)}{Z_{\text{rot}}} (1 - \exp(-h\nu/kT)) \times \frac{\{1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{g_n^{(1)}}{g_0^{(1)}} \exp(-\frac{E_n^{(1)} - E_0^{(1)}}{kT})\} \{1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{g_n^{(2)}}{g_0^{(2)}} \exp(-\frac{E_n^{(2)} - E_0^{(2)}}{kT})\}}{1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{g_n^{(3)}}{g_0^{(3)}} \exp(-\frac{E_n^{(3)} - E_0^{(3)}}{kT})} \quad (2.a.7)$$

こゝに添字 0 は各粒子の基底状態における量を示し、また D は解離エネルギーであつて次式で与えられる。

$$D = (E_0^{(1)} + E_0^{(2)}) - (E_0^{(3)} + \frac{h\nu}{2})$$

(2.3) 式は (2.a.7) 式の近似式である。

(2.a.7) 式を (2.3) 式で近似した場合の誤差 ϵ を求めると

$$\epsilon \doteq \frac{g_1^{(1)}}{g_0^{(1)}} \exp(-\frac{E_1^{(1)} - E_0^{(1)}}{kT}) + \frac{g_1^{(2)}}{g_0^{(2)}} \exp(-\frac{E_1^{(2)} - E_0^{(2)}}{kT}) - \frac{g_1^{(3)}}{g_0^{(3)}} \exp(-\frac{E_1^{(3)} - E_0^{(3)}}{kT})$$

のようになる。低温では $kT \ll E_1^{(1)} - E_0^{(1)}$ であるから ϵ は小さいが、ある程度以上の高温になると誤差 ϵ を考慮しなければならない。

一般にエネルギー単位は term value τ_i で与えられているので上式の E_n を term value で表現すると

$$\epsilon \doteq \frac{g_1^{(m)}}{g_0^{(m)}} \exp(-\frac{h \cdot \Delta \tau_i^{(m)} \cdot c}{kT}) \quad (2.a.8)$$

こゝに $\Delta \tau_i^{(m)}$ は $E_1^{(i)} - E_0^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) のうちで最小のものに対応する term value であり、 $g_1^{(m)}$, $g_0^{(m)}$ はそれに相当する基底状態と第 1 励起状態の縮退度である。

例えば $T = 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ で 10 % 以下の誤差でおさえたい場合には

$$\Delta \tau_\nu \geq 16000$$

なる $\Delta \tau_\nu$ に対しては (2.3) 式を用いることができない。

熱電離現象に対しても同様な考察を行うことができる。

付録 2.4 電子の衝突断面

(a) 電子対中性粒子の衝突断面

Heisenberg の不確定性原理によれば、 $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ 程度で熱運動をする電子と中性粒子との間の衝突には量子力学的なとりあつかいが必要である。

量子力学によれば衝突断面 Q_{ea} は次式で与えられる。⁽⁶⁰⁾

$$Q_{ea} = \frac{\pi \hbar^2}{m_e^2 v_e^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) \sin^2 \eta_\ell \quad (2.a.9)$$

こゝに m_e は電子の質量、 v_e は電子の速度、 η_ℓ は $\{\ell(\ell+1)\}^{\frac{1}{2}} \hbar$ なる角運動量をもつ波動が、粒子のポテンシャル場でうける位相のずれである。

例えば原子の場合には η_ℓ は近似的に次式で与えられる。

$$\eta_\ell = -\frac{4\pi^2}{k\hbar^2} \int_0^\infty V(r) \{J_{\ell+\frac{1}{2}}(kr)\}^2 r dr \quad (2.a.10)$$

$V(r)$ は原子核から r の距離における平均のポテンシャルであり、 $r > 0.6 a_0$ (a_0 は Bohr の第 1 軌道) では電子の接近により、原子中の電子が変位するために生じる分極を考慮しなければならない。原子の分極率を α とすると $r > 0.6 a_0$ では $V(r)$ は

$$V(r) = -\frac{e^2 \alpha}{2 r^4} \quad (2.a.11)$$

で与えられる。

また Joos の近似計算によれば α は次式で与えられる。

$$\alpha = \frac{1}{m_e} \left(\frac{\hbar e}{2\pi I_0} \right)^2 \quad (2.a.12)$$

こゝに I_0 は原子のイオン化に対する Resonance potential であり、例えば O のそれは 9.11 eV , N のそれは 10.28 eV である。

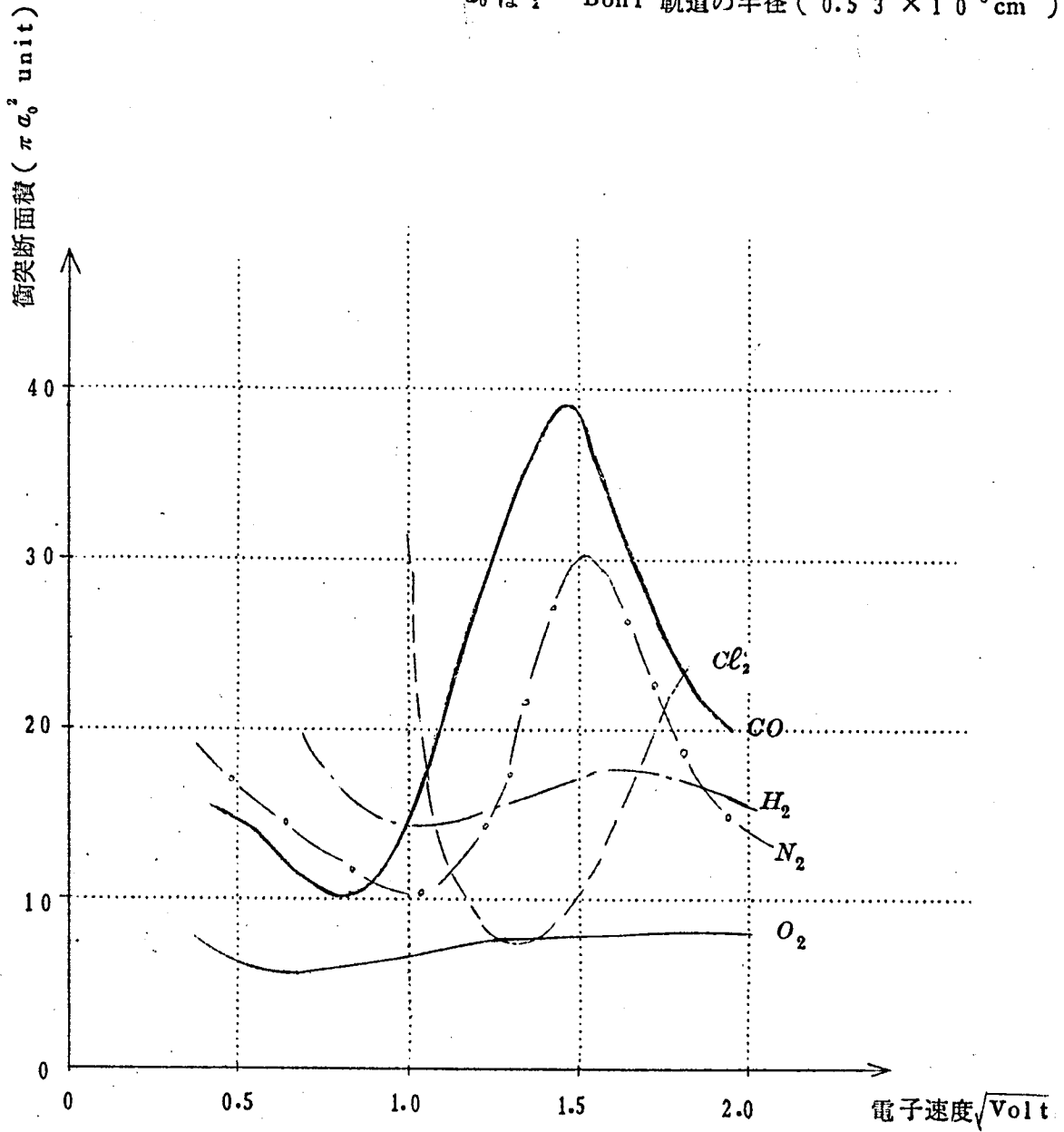
分子に対しても同様な考察が可能であるが、こゝでは文献⁽⁶⁰⁾から引用した実験結果を第 2

a.1 図に示すにとどめる。

(b) 電子対イオンの衝突断面

第 2, a.1 図 電子対分子の衝突断面の 1 例

a_0 は 1st Bohr 軌道の半径 (0.53×10^{-8} cm)



電子、イオン間にはクーロン力が作用し、電子対中性粒子の場合にくらべて相互作用範囲が大きくなるので、この場合は量子効果を無視することが可能である。

(2.4) 式を (2.4') 式に等しいとおいて実効的な衝突断面 Q_{ei} を求めると

$$Q_{ei} = \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{2\gamma_E} \frac{e^4}{3kT^2} Z \ln A \quad (2.a.13)$$

となる。

とくに $Z=1$ の場合には $\gamma_E = 0.5816$ となるので

$$Q_{ei} = 8.75 \frac{e^4}{(3kT)^2} \ln A \quad (2.a.14)$$

となる。

付録 2.5 熱伝導に關与する粒子間の衝突断面

(a) 分子対分子の衝突断面

比較的高温の状態だけを考へているので、分子間引力としては簡単に Sutherland 模型を仮定することで充分であらう。

分子の衝突断面を S_0 とすると

$$\frac{S_0}{S_\infty} = 1 + \frac{C}{T} \quad (2.a.15)$$

こゝで S_∞ は無限大温度における衝突断面であり、 C は常数である。

(b) 原子対原子、原子対原子状イオンの衝突断面⁽⁵⁾

共有結合にあずかつて分子を形成する電子の量子状態に応じて、原子間ポテンシャルと原子間距離との関数形が幾種類か存在するので、それぞれのポテンシャルに対応する衝突断面を求め、それに対応する量子状態の存在確率で加重平均した結果を有効衝突断面とするのが最も正確な方法である。しかし一般の気体では実験的にスペクトルから確認できる最低ポテンシャル以外は定量的に求められていないので、最低ポテンシャルから衝突断面を推定することをよぎなくされる場合が多い。すべてのポテンシャルが定量的に知られている水素原子に関する計算結果によれば励起状態の存在が無視できる温度では最低ポテンシャルを $U_0(r)$ として拡散に關する衝突直径 d は近似的に次式で与えられる。

$$U_0(d) = -2kT$$

そこでこれを一般の原子にまで拡張し、 $U_0(r)$ の関数形として Morse 関数を仮定すると、

$$\frac{d}{r_0} = 1 - \beta^{-1} \ln \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2kT}{D}} \right) \quad (2.a.16)$$

となる。

$\tau_e : U_0(r)$ が最小になる原子間距離

D : 解離エネルギー

β : 安定な原子の振動周波数 ν に関係のある常数であつて、次式で与えられる。

$$\beta = \nu \left(2 \pi^2 I / D \right)^{\frac{1}{2}}$$

こゝに I は分子の慣性能率である。

モース関数常数については文献(5)を参照されたい。

なお原子対分子の衝突断面は原子対原子、分子対分子のその算術平均で近似できる。なお弾性衝突については、原子と原子との接近度は熱伝導の場合より浅くてよく、 $U_0(d) = -kT$ なる関係から d を求めることで充分であろう。

(c) 電子対中性粒子の衝突断面

付録 2.4 と同様にとりあつかえる。

(d) 荷電粒子間の衝突断面

荷電粒子間にはクーロン力が作用するので、いわゆる Distant encounter が多くなり、実効衝突断面が大きくなることは付録 2.4 における考察と同様である。しかしこの場合は、温度傾斜の方向に電流が流れたとしても、それによる二次的な電界がこの電流を打ち消すので、熱流は実効的に減少し、衝突断面はさらに大きくなる。

Spitzer (6) らは以上の事柄を考慮して、一重電離イオンを有する完全電離気体の熱伝導率 λ として次式を得ている。

$$\lambda = 1.9 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{(kT)^{\frac{5}{2}} k}{m_e^{\frac{1}{2}} e^4 \ln A} \quad (2.a.17)$$

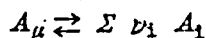
この λ を (2.5) 式の λ_n に等しいとおいて実効的な衝突断面を求めると、(註)

$$S_{e-e} \doteq \pi \left(\frac{e^2}{kT} \right)^2 \ln A \quad (2.a.18)$$

をうる。(註は次頁に挿入されている)

付録 2.6 $\lambda_r^{(e)}$ の計算

簡単な例として成分 A_1 ($i=1, 2, \dots, \mu-1$) が結合して A_μ に逆に成分 A_μ が分解して A_1 ($i=1, 2, \dots, \mu-1$) になる可逆反応を考え、反応の化学量論数を ν_1 とするとこの反応は次式で表現される。



気体が定常状態にあり、質量の空間的な発生源がないと仮定すると、(2.7)式の g_i は相互間に次のような関係を有している。

$$g_i + \nu_i g_\mu = 0 \quad (i = 1, \dots, \mu-1) \quad (2.a.19)$$

一方(2.10)式および(2.14)式から

$$\lambda_r^{(e)} \text{grad } T = - \left(g_\mu h_\mu + \sum_{i=1}^{\mu-1} g_i h_i \right) \quad (2.a.20)$$

(2.a.19)式を(2.a.20)式に代入して

$$\lambda_r^{(e)} \text{grad } T = g_\mu \left(\sum_{j=1}^{\mu-1} \nu_j h_j - h_\mu \right) = g_\mu \Delta h \quad (2.a.21)$$

ここで Δh は想定している化学反応における反応熱である。

化学平衡が成立しているという仮定からモル分率 x_i は温度および圧力のみの関数となる。質量作用の法則およびフアントホッフの等式から $\text{grad } P = 0$ において

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{\mu-1} \frac{\nu_i}{x_i} \text{grad } x_i - \frac{1}{x_\mu} \text{grad } x_\mu \\ = \frac{d}{dT} \ell_n K(P, T) \text{grad } T = \frac{\Delta h}{RT^2} \text{grad } T \end{aligned} \quad (2.a.22)$$

なる関係式をうる。

(註) 同種粒子からなる場合に対しては、(2.6)式の特種な場合として次式で与えられる。

$$\lambda_e = \frac{5\pi}{32} \cdot n_e \cdot \bar{v}_e \ell_e \left(\frac{5}{2} \cdot c_{\text{tre}} + c_{\text{ie}} \right)$$

電子の自由度は3で内部自由度はないから

$$c_{\text{tre}} = \frac{3}{2} k, \quad c_{\text{ie}} = 0$$

ℓ_e として(2.6)式を用いると

$$\begin{aligned} \lambda_e &= \frac{5\pi}{32} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{S_{e-e}} \cdot \bar{v}_e \cdot \frac{15}{4} k \\ &= 2.08 k \cdot \bar{v}_e / S_{e-e} = 2.08 \left(\frac{8}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} k \frac{kT}{n_e} / S_{e-e} \end{aligned}$$

これと(2.a.17)式とを比較することによつて

$$S_{e-e} \div \pi \left(\frac{e^2}{kT} \right)^2 \ell_n A$$

を得る。

(2.9) 式から

$$\text{grad } x_i = \sum_{j=1}^{\mu} (x_i g_j - x_j g_i) / N D_{ij} \quad (2.a.23)$$

(2.a.19) 式を (2.a.23) 式に代入して

$$\text{grad } x_i = \sum_{j=1}^{\mu} (x_j \nu_j - x_i \nu_j) g_{\mu} / N D_{ij} \quad (2.a.24)$$

(ただし $i = 1, \dots, \mu; \nu_{\mu} = -1$)

さらに (2.a.24) 式を (2.a.22) 式に代入して

$$\sum_{j=1}^{\mu} \sum_{i=1}^{\mu} \frac{\nu_i}{x_i} (x_j \nu_i - x_i \nu_j) g_{\mu} / N D_{ij} = \frac{\Delta h}{RT^2} \text{grad } T$$

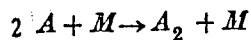
$$\therefore g_{\mu} = \frac{\frac{\Delta h}{RT^2} \text{grad } T}{\sum_{i=1}^{\mu} \sum_{j=1}^{\mu} \frac{1}{N D_{ij}} \frac{\nu_i}{x_i} (x_j \nu_i - x_i \nu_j)} \quad (2.a.25)$$

(2.a.25) 式を (2.a.21) 式に代入して

$$\lambda_r^{(g)} = \frac{\frac{\Delta h^2}{RT^2}}{\sum_{i=1}^{\mu} \sum_{j=1}^{\mu} \frac{1}{N D_{ij}} \frac{\nu_i}{x_i} (x_j \nu_i - x_i \nu_j)} \quad (2.a.26)$$

をうる。 　　ただし $\nu_{\mu} = -1$

付録 2.7 遊離原子の 3 体衝突による再結合



なる 3 体衝突による A 原子の再結合を考えると一般に A 原子の数 n_A の変化は次式で与えられる。

$$\frac{dn_A}{dt} = -k_r n_A^2 \cdot n_M$$

こゝに k_r は再結合速度係数であり、次式で与えられる。

$$k_r = P Z \exp(-E_A / kT)$$

ただし Z は単位体積当りに単位個数の反応体があるときの三重衝突の周波数であり、 E_A は活性化エネルギー、P は配位因子である。

三体衝突の回数を計算するのは一般に困難であるが、二体衝突と三体衝突との比が平均自由

行程と分子直径との比に等しいとおいて計算すればかなり良好な結果が得られる。⁵⁶⁾そこで3重衝突回数を

$$Z_{AA} \text{ (A-A粒子間の衝突回数)} \times \frac{\sigma_{MA} \text{ (A, M粒子間の衝突直径)}}{\ell_{MA} \text{ (A, M粒子間の平均自由行程)}}$$

と考えると

$$Z_{AA} = 2 [n_A]^2 \sigma_A^2 \sqrt{\pi kT/m}$$

$$\ell_{MA} \cong \frac{1}{\pi \sigma_{MA}^2 \left\{ [n_A] \left(1 + \frac{m_M}{m_A}\right)^{\frac{1}{2}} + [n_M] \left(1 + \frac{m_A}{m_M}\right)^{\frac{1}{2}} \right\}}$$

(こゝに $[n_A]$ $[n_B]$ はそれぞれ単位体積当りの A, M 原子単位個数である)

となるので

$$Z = 2 [n_A]^2 \sigma_A^2 \sigma_{MA}^2 \left\{ [n_A] \left(1 + \frac{m_M}{m_A}\right)^{\frac{1}{2}} + [n_M] \left(1 + \frac{m_A}{m_M}\right)^{\frac{1}{2}} \right\} \sqrt{\frac{\pi kT}{m_A}}$$

こゝに m_A , m_M は A 粒子, M 粒子の質量である。

活性化エネルギー E_A の計算⁵⁷⁾は一般に極めて困難であるが、三重衝突の場合、とくに高温においては活性化エネルギーの項はほとんど無視できるのが通常である。すなわち

$$\exp(-E_A/kT) \cong 1$$

最後に配位因子が問題になるが、これは原子気体の再結合のように簡単な反応ではほとんど1に等しいと考えられる。

したがって

$$k_r = Z = 2 [n_A]^2 \sigma_A^2 \sigma_{MA}^2 \left\{ [n_A] \left(1 + \frac{m_M}{m_A}\right)^{\frac{1}{2}} + [n_B] \left(1 + \frac{m_A}{m_M}\right)^{\frac{1}{2}} \right\} \sqrt{\frac{\pi kT}{m_A}}$$

とくに A, M が同一の原子である場合には

(2.a.27)

$$k_r = 4\sqrt{2} \pi^{\frac{3}{2}} [n_A]^3 \sigma^5 (kT/m_A)^{\frac{1}{2}}$$

となる。

付録2.5の(2.a.14)式から窒素原子のそれを求めると、3000°Kで

$$\sigma \cong 2.0 \text{ \AA}$$

となる。

したがって3000°Kにおける窒素の k_r は

$$k_r = 1.25 \times 10^{-32} \text{ (cc/atom) / sec}$$

$$= 4.5 \times 10^{15} (\text{cc/mole})/\text{sec}$$

これを Mathews の実験結果⁽⁴⁸⁾

$$k_r = 8.4 \times 10^{14} (T/3500^\circ\text{K})^2 (\text{cc/mole})^2/\text{sec}$$

また Hall の実験結果⁽⁴⁹⁾

$$k_r = 1.2 \times 10^{15} (T/3000^\circ\text{K})^2 (\text{cc/mole})^2/\text{sec}$$

こゝに $1.5 < s < 2.5$

などと比較すると大体桁において一致している。理論の近似度から考えてこの程度の一致で満足すべきものであると思われ、3 体衝突による再結合が支配的であると考えるのは正しいものと判断される。

付録 2.8 動特性近似式の計算

(2.47) 式をアーク断面積で積分すると

$$\begin{aligned} Ei = & 2\pi \int_0^{r_1} r \rho \frac{\partial h}{\partial t} dr - 2\pi \int_0^{r_1} r v_r \rho \frac{\partial h}{\partial r} dr \\ & + 2\pi \int_0^{r_1} r S(T) dr - 2\pi \int_0^{r_1} r q \frac{dp}{dx} dr \\ & - \left[2\pi r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right]_{r=r_1} \end{aligned} \quad (2.a.28)$$

こゝで i はアーク電流、 r_1 は外焰の最も外側の半径である。

まず上式の第 1 項を変形しよう。

弧心では $\frac{\partial h}{\partial t} \neq 0$ と考えられるので弧心の半径を r_0 とすると

$$2\pi \int_0^{r_1} r \rho \frac{\partial h}{\partial t} dr = 2\pi \bar{\rho} \int_{r_0}^{r_1} r \frac{\partial h}{\partial t} dr$$

となる。こゝに $\bar{\rho}$ は外焰における平均の密度である。(ρ の変化は小さいからほぼ一定と考えてよい)

また積分の公式から

$$\begin{aligned} 2\pi \bar{\rho} \int_{r_0}^{r_1} r \frac{\partial h}{\partial t} dr &= 2\pi \bar{\rho} \frac{d}{dt} \int_{r_0}^{r_1} r h dr + 2\pi r_0 \bar{\rho} h(r_0) \frac{dr_0}{dt} \\ &\quad - 2\pi r_1 \bar{\rho} h(r_1) \frac{dr_1}{dt} \end{aligned} \quad (2.a.29)$$

外焰すなわち $r_0 < r < r_1$ における平均のエンタルピを \bar{h} とすると上式の第一項は

$$\frac{d}{dt} \int_0^{r_1} 2\pi r h dr = \bar{h} \frac{d}{dt} \pi (r_1^2 - r_0^2)$$

となる。

上式と $h(r_0) \gg \bar{h}$, $h(r_1)$ および $r_1 - r_0 < r_1$ なる関係とから (2.a.29) 式は次のように簡単化される。

$$2\pi \int_0^{r_1} r \rho \frac{\partial h}{\partial t} dr \doteq 2\pi r_0 \bar{\rho} h(r_0) \frac{dr_0}{dt} \quad (2.a.30)$$

次に (2.a.28) 式の第 2 項を簡単化しよう。

第 2.4 図に仮定したように弧心では $\frac{\partial h}{\partial r} \doteq 0$ であることを考慮して、上式は

$$\begin{aligned} 2\pi \int_0^{r_1} r \rho v_r \frac{\partial h}{\partial r} dr &= 2\pi \bar{\rho} \int_0^{r_1} r v_r \cdot \frac{\partial h}{\partial r} dr \\ &\doteq 2\pi r_f v_{rf} \bar{\rho} h(r_1) - h(r_0) \doteq -2\pi r_f v_{rf} \bar{\rho} h(r_0) \end{aligned} \quad (2.a.31)$$

のようになる。

こゝに r_f , v_{rf} は外焰の平均半径および平均の半径方向（軸え向う方向が正）の流速である。

また第 3 項および第 4 項は

$$-2\pi \int_0^{r_1} r q \frac{dT}{dr} dr = N\pi r_0^2 \quad (2.a.32)$$

$$\int_0^{r_1} 2\pi r S(T) dr \doteq S(T_c) \pi r_0^2 \quad (2.a.33)$$

となる。こゝに N は弧心における平均の $q \frac{dT}{dx}$ であり、 $S(T_c)$ は平均の輻射損失である。

最後に、第 5 項について考察しよう。

外焰では弧心に比して熱伝導率が小さいので、外焰の端までに熱流は止まれる。したがって

$$\left[-2\pi r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right]_{r=r_1} = 0 \quad (2.a.34)$$

$\pi r_0^2 = S$, $h(r_0) \bar{\rho} = h_c$ とおいて (2.a.30) ~ (2.a.34) 式を (2.a.28) 式に代入することによつて次式を得る。

$$Ei = h_c \frac{dS}{dt} + 2 \left(\frac{v_{rf}}{r_f} \right) h_c S + NS + S(T_c) \cdot S \quad (2.a.35)$$

第 3 章 各種の高圧プラズマの電流零点近傍における現象に関する 実験的研究

3.1 緒 言

第 2 章では高気圧プラズマの基ソ的諸量について考察し、高圧アーク空間に対して成立する基ソ方程式を樹立するとともに、模型的考察によつてその動特性の近似解をうる方法を示したが、アークの過渡現象という非常に複雑なものを対象としているために、現状では少くとも方程式の係数の定量的な決定には実験的な裏付けが必要である。そこで本章では基ソ的な物理的性質がかなり明らかにされている空気を媒体としたアークを主な例にとつて、その電流零点近傍における過渡的变化の様相を具体的に示す予定である。

実際のシヤ断器の電流零点近傍の特性が、シヤ断器のシヤ断能否に支配的な影響を及ぼすことは、古くから注目されている事柄であり、すでにそれに関する各種の研究が行われていることは^{(37)~(41)} ^{(53)~(73)} 第 2 章で述べたところであるが、電流零点ごく近傍における諸量を測定することに、種々の技術的な困難を伴うのみならず、制御された条件でアークを発生し、再現性のある実験結果をうることがむづかしいので、現在でもなお明確にされていない点が数多く残されている。

筆者らも、こゝ数年来、この消弧現象の究明を目的として、零点近傍数マイクロ~数十マイクロ秒の現象を正確に測定することに努力してきた。その結果第 9 章で述べるような高性能測定器を開発することに成功し、消弧現象のこれまで明確にされていなかったいろいろな面を、世にさきがけて明らかにすることに成功している。そして少くともかなり制御されたアークを有する空気吹付シヤ断器に関しては、実験結果と、筆者らの求めた理論式からの計算結果とが非常によく一致することを確認するとともに、これまで最も推定が困難であるとされていたキロメートル故障に対するシヤ断能力を計算から推定することにも成功し、シヤ断器の消弧にとつて消弧零点近傍のアーク動特性が極めて重要であることを明らかにしている。またその他のシヤ断器に対しても種々の測定を行い、消弧には電流零点近傍のエネルギー平衡の問題が最も重要な事柄であることを明確にしている。

3.2 気中自然アークの交流電流零点近傍の特性⁽⁷⁴⁾

気中自然アークは各種のシヤ断器のアークにとつてもつとも基ソ的なものであるので、本節では大気中の棒間隙に発生した $1\text{ KA} \sim 10\text{ KA}$ の大電流交流アークの特性に関する実験結果

について論じる。

気中自然アークの特性は、電極材料あるいは間隙の長さによつてかなり相違するものであるが、本節で述べる実験結果は、以下に示すような限定された条件のもとに行つたものである。

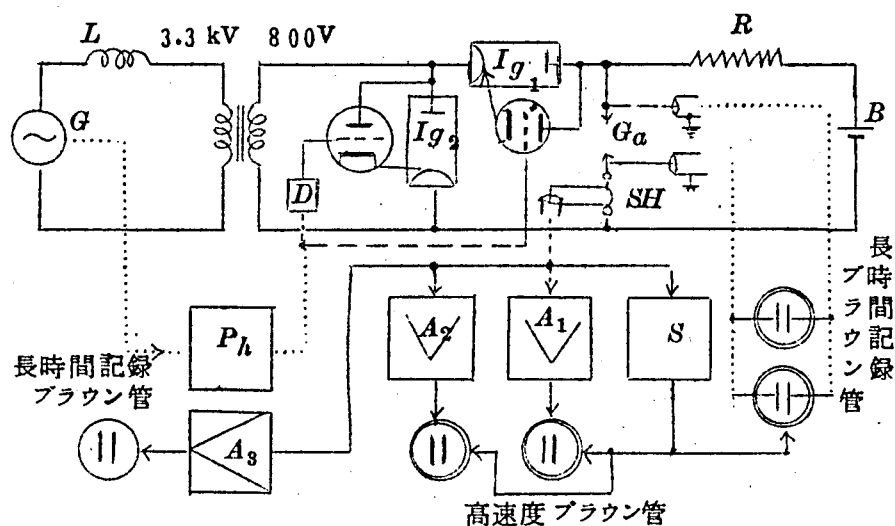
- (a) 電 極 材 料 銅、銀タングステンおよび炭素
- (b) 電 極 配 置 垂 直 配 置
- (c) 電 極 径 銅および炭素電極は $2\text{ cm } \phi$, 銀タングステン電極は $2.5\text{ cm } \phi$
- (d) 間 隙 長 いずれの場合も 2 cm

気中自然アークは境界条件が非常に不確定な制御されていないアークであるため、もつとも基ソ的なものであるにもかかわらず、空気シヤ断器などのアークに比して、その定量的な理論的考察は困難である。それはアーク動特性が電極表面から噴出する測定不可能なアークジェットや不確定な自然対流などの影響を、非常に大きくうけるからである。しかしながら定性的には一般のシヤ断器アーク以上に、2.6 節で考察した「弧心と外焰」という模型的考察が適當であること、電流零点後はアークジェットが消滅した後の外焰の抵抗変化が、きれいな指数関数形を呈すること、その時定数が消弧力を有するシヤ断器アークのそれに比して媒体は全一でも極めて大きいこと、などの非常に興味深い特性を示すので、本節でかなり詳細に実験結果を説明する。

3.2.1 実 験 方 法

実験に使用した回路は第 3.1 図のごとくである。短絡容量 30 MVA の短絡発電機と変圧器とからなる電源から、同期投入用イグナイトロン I_{g1} と電流調整用リアクトル L とを通じて供試ギャップ G_a に大電流を供給し、投入位相はイグナイトロンの点弧により調整した。 I_{g1} を通じて半サイクルの電流が G_a に流れた後、 I_{g1} はギャップの電流をシヤ断し、電流零後は直流高圧電源 (4 kV) から、高抵抗を通じて、大電流とは極性の逆な 40 mA 以下の小電流がギャップに流れるようになってゐる。電流零点直後には、イグナイトロンのイオン電流が短時間ではあるがギャップに流入するので、この影響を少なくするため、 I_{g1} が電流をシヤ断した後、 I_{g2} によつて変圧器を短絡して I_{g1} に回復電圧が印加されないようにした。

供試ギャップの電圧は直接同軸ケーブルでブラウン管オシログラフに伝送して測定し、電流は利得の異なつた三つの広帯域直流増幅器を使用して、大電流から小電流に至るまで連続的に測定し、長時間記録陰極線オシログラフおよび電流零点近傍で動作する掃引装置



G : 短絡発電機 (短絡容量 30MVA) , R : 高抵抗 , G_a : 供試ギャップ ,
 SH : 同軸形分流図 , P_h : 位相制御装置 , B : 直流電流 , I_{g1} , I_{g2} : イグナイ
 トロン , S : 掃引装置 , A_1 , A_2 , A_3 : 広帯域直流増幅器 , L : 限流用リアクトル ,
 D : 遅延回路 ,

第 3.1 図 実験回路図

S によつて掃引される高速度陰極線オシログラフによつて記録した。(第 9 章 参照)

大電流後の抵抗測定のための電流を、40 mA 以下の小さい値に選定したのは、後続グロー状態にあるアーク空間への入力、後続グローの減衰に影響を与えないようにするためである。

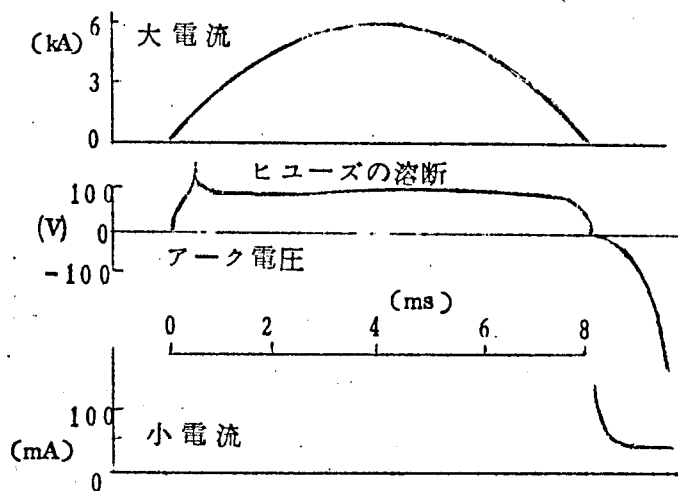
実験に使用したギャップは 2 cm ϕ の銅ギャップおよび 2.5 cm ϕ の銀タングステンギャップであつて、ギャップの長さはいずれの場合にも 2 cm に選定し、さらに上述の電氣的測定と並行して 1 こま 330 μs の高速カメラで光学的測定をも行つた。

3.2.2 実験結果

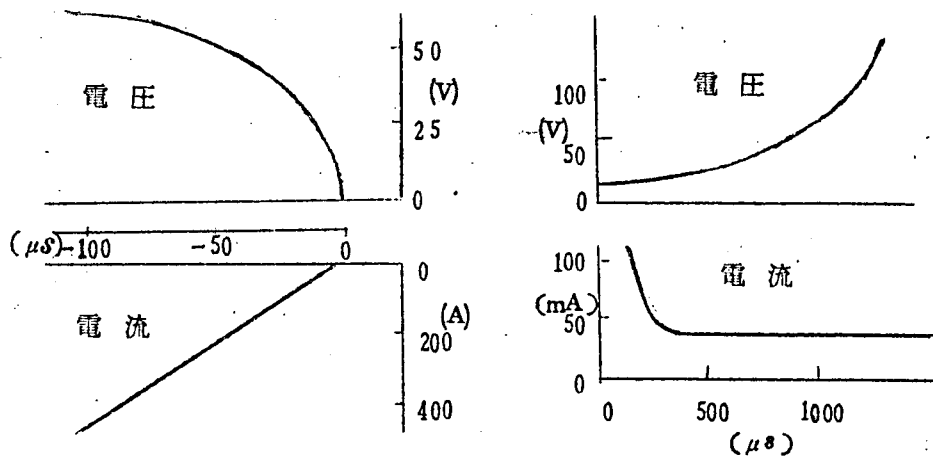
(1) 電氣的測定 実験によつて得られた代表的なオシログラムを第 3.2 図に示す。第 3.

2 図(a)は大電流波高値 5.800 A の銀タングステン電極の場合の長時間記録オシログラム (b)は電流零点寸前の高速掃引記録オシログラム(c)は零点直後の高速掃引記録オシログラムである。

実験結果には分散があつたので、同一条件で数回の実験をくり返し行つた。



(a) 長時間記録



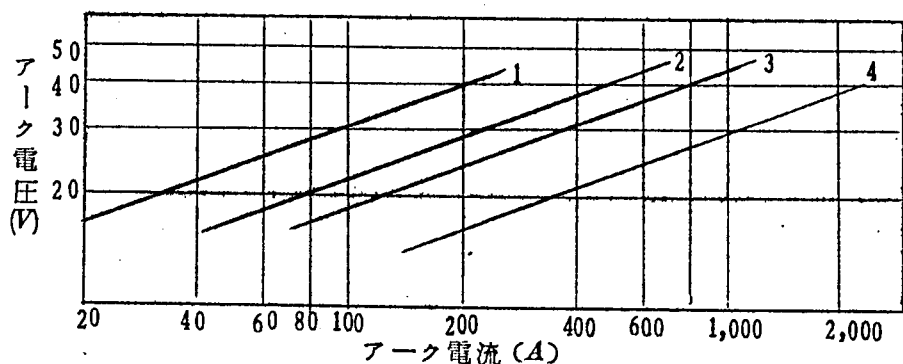
(b) 零点寸前の高速掃引記録

(c) 零点後の高速掃引記録

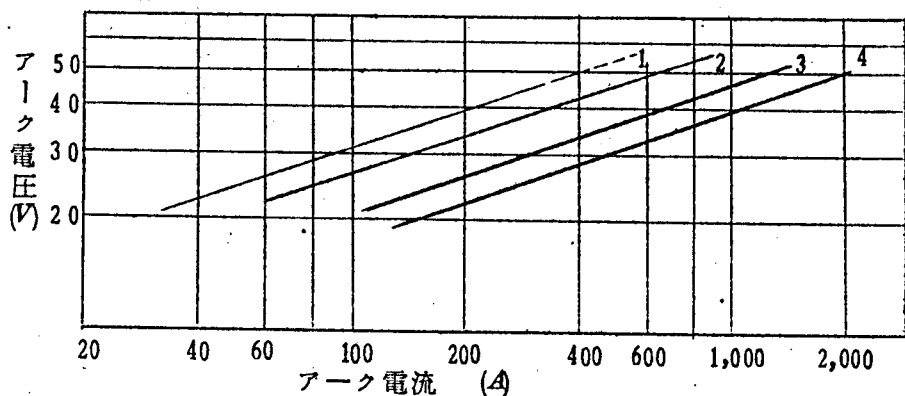
アーク電流波高値 5.800 A, 銅タングステン電極

第 3.2 図 陰極線オシログラム

(a) 大電流に対応するアーク電圧 第 3.2 図 (a) のオシログラムからわかるように、発弧用ヒューズが溶断してアークに移る瞬間に、かなり高い電圧が発生しているが、ほとんど瞬時に 90 V 程度の値となり、その後はわずかに正特性を示し電流最大の時間的位置で 100 V 程度の値となるが、その後も零点寸前の 500 μ s の時間的位置まで、ほとんどヒステリシスは現れない。この現象は銅電極および銀タングステン電極の 800 ~ 12,000 A 程度の大電流アークについて全く同様で

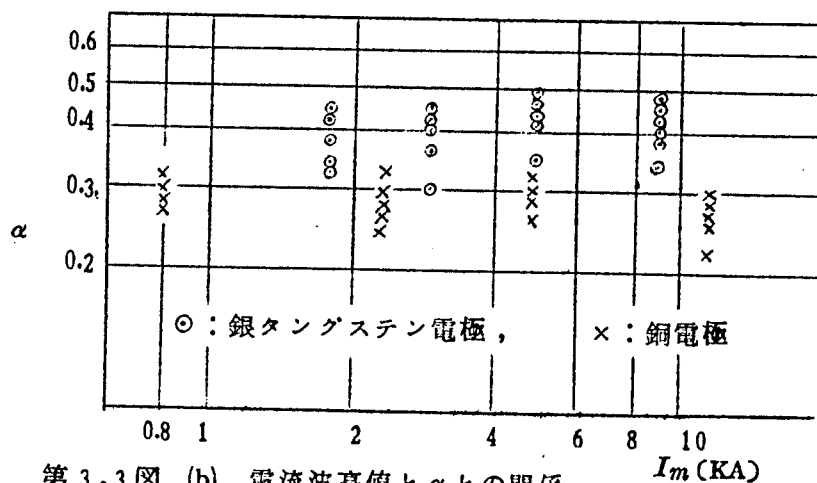


(a-1) 銀タングステン電極
 1 : 電流波高値 1,800A, 3 : 電流波高値 5,000A
 2 : " 2,400A, 4 : " 9,000A



(a-2) 鋼電極
 1 : 電流波高値 800A, 3 : 電流波高値 5,000A
 2 : " 2,400A, 4 : " 12,000A

第 3.3 図 (a) 電流零点寸前の電流 - 電圧特性



第 3.3 図 (b) 電流波高値と α との関係

ある。

しかし電流零点寸前に達すると、アーク電圧はかなり急激に降下し、静電圧のそれとはかなり異なつた電流 - 電圧特性を示す。この時間的位置におけるアーク電圧には特に興味がある。第 3.3 図 (a) は高速掃引オシログラムから求めた零点寸前 100 μ s から零点までのアーク電圧の、数回の実験における平均値と電流瞬時値との関係を示したもので、アーク電圧 e と電流瞬時値 i との間には

$$e = k i^\alpha \dots\dots\dots (3.1)$$

ここに k, α : 定数

なる関係がある。第 3.1 表は α および k の、数回の実験における平均値を表示したものである。さらに第 3.3 図 (b) は上記指数 α と電流波高値との関係を示したものであるが、図から明らかに α の電流波高値による有意差は認められない。

第 3.1 表 k および α の平均値

	銅電極				銀タングステン電極			
電流波高値 (A)	800	2,400	5,000	12,000	1800	3,000	5,000	9,000
k	1.5	1.2	9.5	8.0	1.3	1.0	8.5	5.5
α	0.34				0.40			

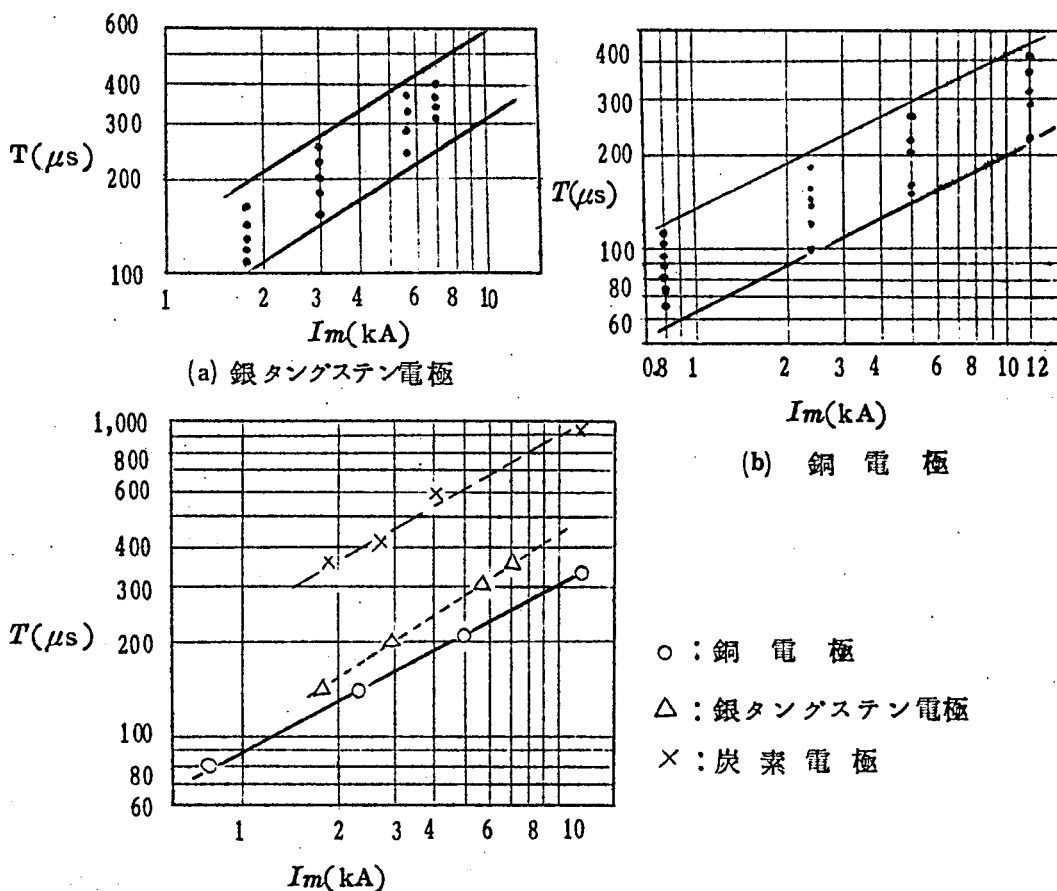
(b) 電流零点後約 200 μ s から 1ms に至る期間における抵抗変化

前述のように電流零点後の抵抗の測定は、40mA 以下の小電流をギャップに流通し、これに対応するアーク電圧を測定することによつて行つたのであるが、零点後 200 μ s から 1ms の期間におけるアーク抵抗は、いかなる実験条件においても指数関数的に増大する。したがつて同一条件であつても抵抗瞬時値の分散はかなり大きいのであるが、各試料について抵抗対時間曲線を描き、その時定数を求めれば分散は比較的小さい。

第 3.4 図 (a)(b) は、それぞれ銅電極および銀タングステン電極の場合の、時定数と大電流波高値との関係を示したものである。時定数 $T(s)$ と大電流波高値 $I_m(A)$ との間には次の関係が認められる。

$$T = k I_m^\beta \dots\dots\dots (3.2)$$

ここに、銅電極の場合には $k = 3 \times 10^{-6}$, $\beta = 0.5$, 銀タングステン電極の場合には $k = 1.1 \times 10^{-6}$, $\beta = 0.65$ である。



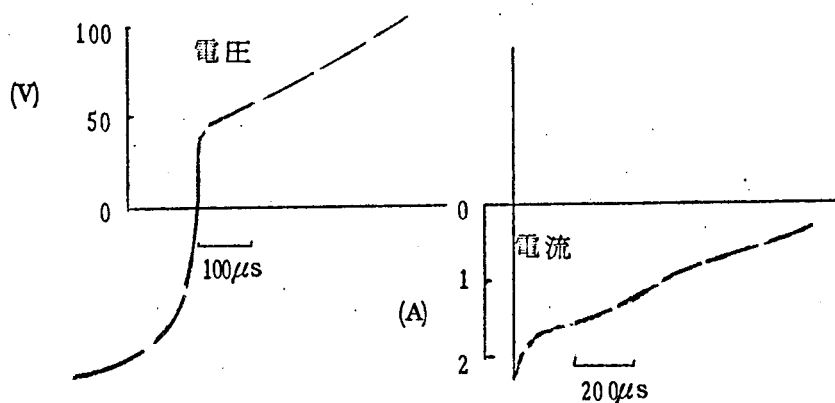
第 3.4 図 時定数 T と電流波高値との関係

第 3.4 図(c)は比較のため銅電極, 銀タングステン電極および炭素電極の時定数の平均値を、同一グラフに示したものである。

(c) 電流零点の抵抗値 電流零点近傍では、イグナイトロンのイオン電流がかなり流れるが、このイオン電流にはばらつきがあるので、零点抵抗値だけを正確に測定することを目的として、大電流とは極性の逆な 3 A 程度のかかなり大きい電流を、零点直後のアーク空間に流して抵抗値を求める実験を、銀タングステン電極について

第 3.2 表 電流零点の抵抗値

アーク電流波高値 (A)	抵抗最大値 (Ω)	抵抗平均値 (Ω)	抵抗最小値 (Ω)
10,500	4.0	3.1	2.2
6,200	9.4	8.8	8.6
3,700	15.6	11.7	9.2



(タイムマークは 7.5 kc)

第 3.5 図 電流零点近傍のオシログラム

のみ付加的行った。この実験によつて得られたオシログラムの代表的なものを第 3.5 図に示す。第 3.2 表は電流零点のアーキ抵抗値を表示したもので、いずれも数回の実験における平均値、最大値および最小値を示している。なお零点のアーキ抵抗値は、この実験で求めた零点以後のごく短期間中の抵抗値から延長して求められた値である。

- (2) 光学的測定 第 3.6 図および 3.7 図は 1 こま 330 μs の高速カメラによつて銀タングステン電極、電流波高値 10 kA のアーキの零点近傍の様相を撮影した結果である。
- 大電流領域では、両極から強烈に噴出するアーキジェットが認められるが、零点後は速かにアーキジェットが消滅し、グローだけが残存する。

3.2.3 実験結果の検討

(1) 概 論

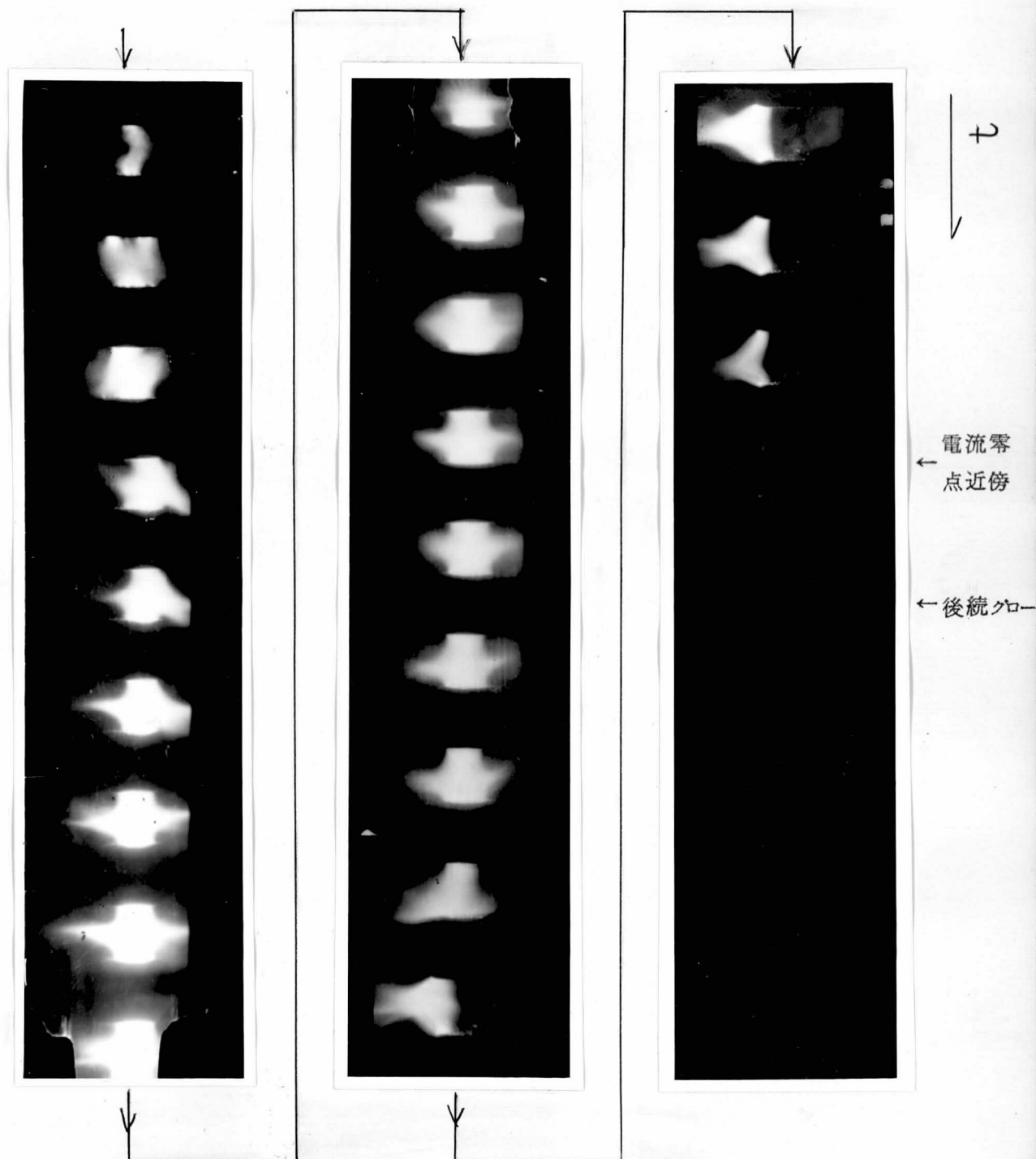
実験結果を総合すれば、電流零点近傍の自然アーキは、次に列举するような興味ある特性を有していることがわかる。

- (a) 大電流アーキにも、電流零点寸前には明らかにヒステリシスが存在し、電流 i に対するアーキ電圧 e は静特性とはかなり相違している。

静特性には、たとえば Nottingham 氏⁽⁷⁾が提唱しているように

$$e = A + B i^{-n} \dots\dots\dots (3.3)$$

ここに A, B : 正の定数, n : 陽極材料の沸点あるいは昇華点に関する量で、沸点あるいは昇華点を $T (^{\circ}K)$ とすれば



第3.6図 高速カメラによる波高値10KAの交流半サイクル
アークの撮影結果(1コマ330 μ s)

$$n = 2.62 \times 10^{-4} T$$

なる関係があるのに対し、零点寸前の動特性においては

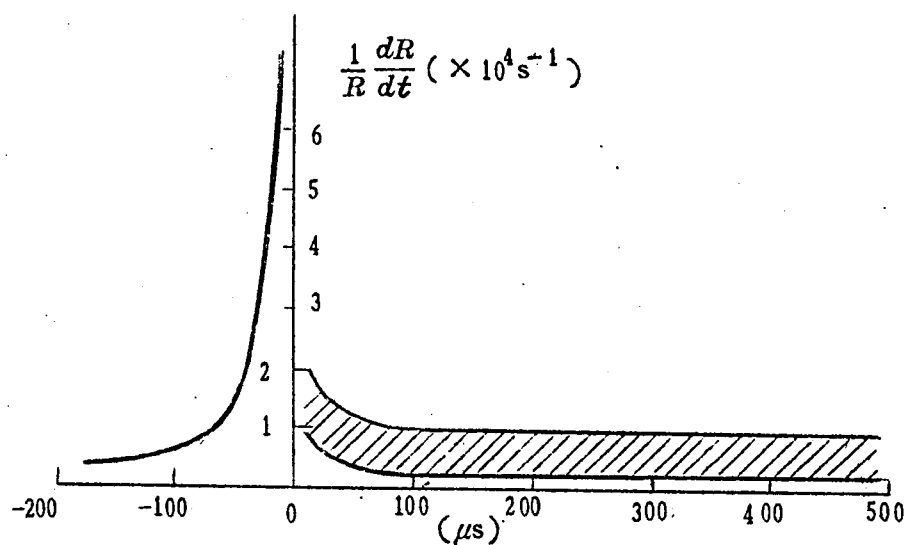
$$e = k \cdot i^\alpha$$

ここに k : 電極材料および電流波高値の関数となる定数, α : 電極材料

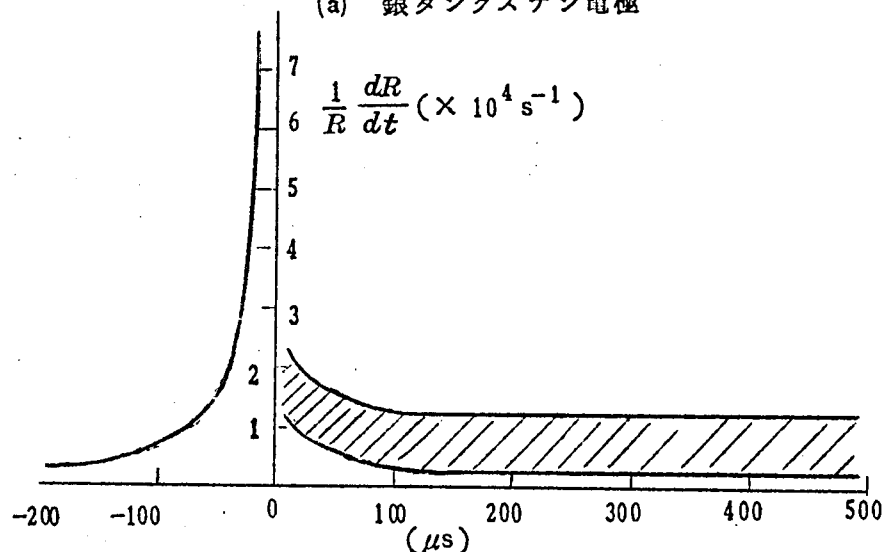
のみに関係し、電流波高値には無関係な定数であつて $0 < \alpha < 1$

なる関係が認められる。

- (b) 電流零点近傍の抵抗変化の割合 ($\frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$) と時間との関係を図示すれば第 3.8 図のようになる。すなわち電流零点寸前で $\frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$ は急激に増大するが、いつたん電流零点を経過すると不連続的に小さくなり、零点後約 $200 \mu s$ 以内に、零点寸前に比較するとかなり小さい一定の値に収れんする。しかして同一電流値に対する値は炭素電極



(a) 銀タングステン電極



(b) 銅電極

第 3.8 図 $\frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$ - 時間曲線

銀タングステン電極、銅電極の順で小さい。

(c) 高速カメラによつて撮影すれば大電流領域では強烈なアークジェットが認められるが、零点後はアークジェットは急速に消滅し、電極間にグローだけが残存する。

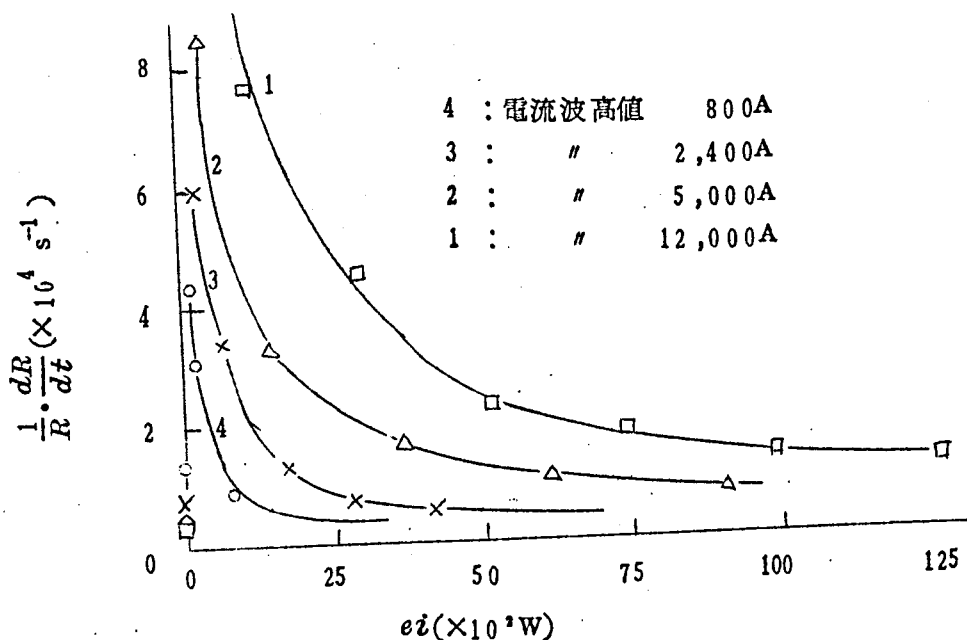
(2) 電流零点近傍におけるアーク抵抗の Cassie 氏および Mayr 氏の模型による表現アークの動特性を表現するのに Cassie 氏⁽⁸⁷⁾あるいは Mayr 氏⁽⁸⁸⁾の模型が自然アークにおいて成立するかどうかを検討する。

(a) Mayr 氏の模型⁽⁸⁸⁾ 第2章で述べたように Mayr 氏はアークを一定の半径をもつた円筒体を占めるものとして描写し、その中で温度が半径方向の距離と時間とによつて変化するものと仮定して、アーク抵抗 R に対する次の微分方程式を誘導している。

$$R^{-1}dR/dt = (N_0 - ei)/Q_0 \dots\dots\dots (3.4)$$

ここに e はアーク電圧， i はアーク電流， N_0 はアーク空間からの損失， Q_0 はアークの特性エネルギー量である。

したがつてもしこの模型が成立しているならば、 $R^{-1}dR/dt$ と入力 ei との間には直線関係がなければならない。第3.9図は銅アークの場合の $R^{-1}dR/dt$ と入力 ei との関係を示すものであるが、図から明らかなように、自然アーク電流零点す前にお



第3.9図 銅ギャップの $\frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$ と入力との関係

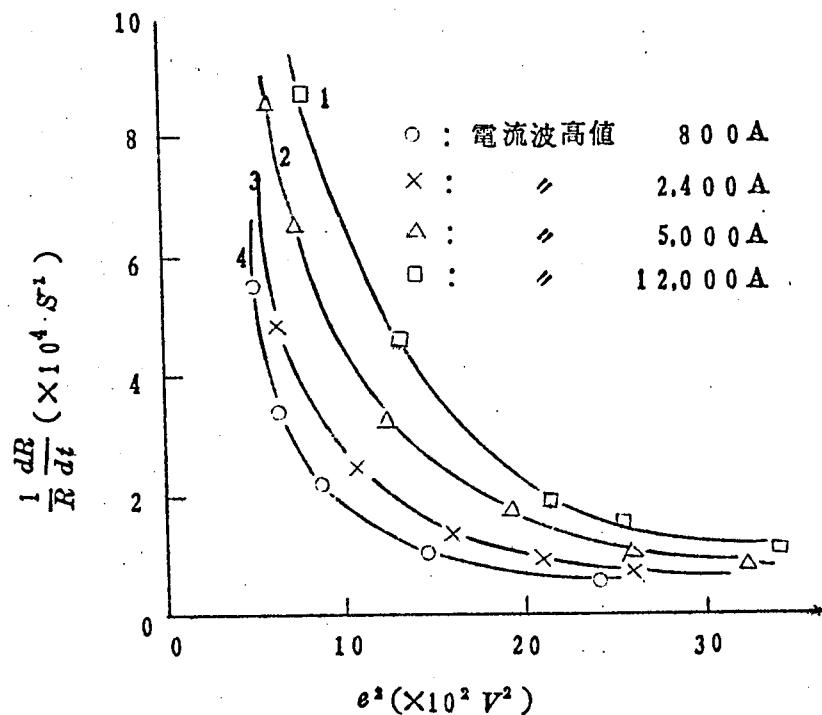
いてはこれらの間に直線関係が成立する範囲はきわめて狭い。銀タングステン電極にいても同様なことがいえる。

(b) Cassie氏の模型⁽³⁸⁾ 第2章で述べたようにCassie氏は内部温度が一定でしかも空間時間的に一様であるアークを仮定し、かつ一定の固有抵抗 ρ 、一定の単位体積あたりの電力損失、一定の単位容積あたりのエネルギー量 C を考えて、アーク抵抗 R に対する次の微分方程式を樹立した。

$$R^{-1}dR/dt = (\lambda - \frac{v^2}{\rho}) / C \quad \dots\dots\dots (3.5)$$

v : アークの電位の傾き

アーク長は電流零点近傍の短い期間に大きく変化するとは考えられないので、電位の傾き v はアーク電圧 e に比例する。したがってCassie氏の模型が成立しているならば、 e^2 と $R^{-1}dR/dt$ との間には直線関係がなければならない。第3.10図は銅電極の場合の $R^{-1}dR/dt$ と e^2 との関係を示したものであるが、直線関係の成立する範囲は、やはりきわめてわずかである。銀タングステン電極についても同様である。



第3.10図 銅ギャップの $\frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$ と e^2 との関係

したがって、アークジェットの影響の大きい気中自然アークでは電流零点近傍のアークの動特性を広い範囲にわたってCassie氏あるいはMayr氏の模型によつて表現しようとすることはきわめて無理である。

(3) 自然アークの動特性の定性的説明

以上のようなアークの動特性から明らかなように、自然アークにおいてもそれをそれぞれ時定数の異なつた弧心および外炎の二つの部分に分割して考えるのが妥当なことがうかがわれるであろう。

第2章で述べたように弧心は大電流領域においてのみ存在する部分であつて、Skeats氏およびSchuck, ⁽⁷⁶⁾ King, ⁽⁷⁷⁾ ならびにLee氏ら⁽⁷⁹⁾の測定結果によれば、少なくとも中心部において $15,000^{\circ}K$ 程度の高温を有し、高度の熱電離が行われている非常に導電度の大きい部分である。大電流はもつぱらこの部分を流れるので、大電流領域における電圧-電流特性はこの部分のエネルギー平衡によつて決定される。

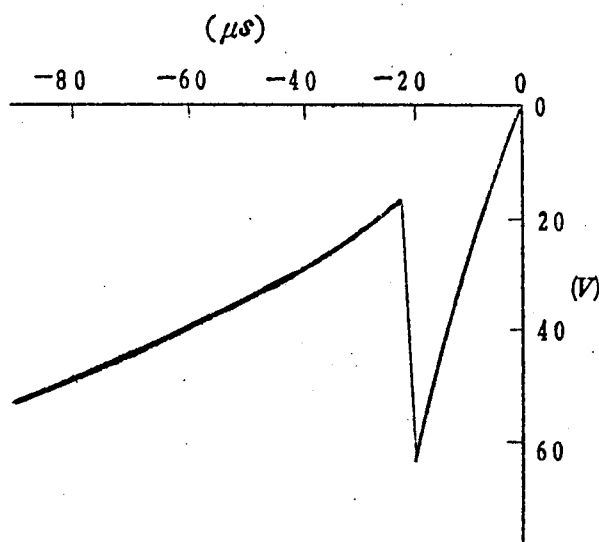
しかして第3.6図および第3.7図の撮影結果が示すように、陰極および陽極から強烈にアークジェットが噴出している。Cobine, Burger氏⁽⁷⁸⁾の測定によれば、銅電極の場合の電極表面温度は $3,000^{\circ}K$ であるが、この電極より噴出するアークジェットが $15,000^{\circ}K$ 程度の高温を有する弧心に吹き付けられると、弧心がアークジェット自身によつて冷却されるだけでなく、それを取り囲む外炎との間の熱交換が促進される。アークジェットの噴出が非常に強烈であるため、これらの熱交換は乱流状態で行われ、その結果弧心からの熱損は非常に大きくなつてゐる。⁽⁷⁹⁾したがつて弧心への入力 W 、弧心からの熱損 N とすれば、ほとんど $1\mu s$ 以下の時定数で入力の変化に対応して

$$W=N \quad \dots\dots\dots (3.6)$$

なる第一の平衡状態が出現し、これがアークの動特性を決定している。

しかして(6)式の N は弧心を取り囲む外炎の温度分布によつて大きな影響を受ける。したがつて第一の平衡状態が出現した状態で電流を一定の値に保てば、外炎の温度分布は第一の平衡状態が出現するときの時定数にくらべて、かなり大きい時定数をもつて静特性の温度分布に落ち着き、ここに第二のエネルギー平衡状態が出現する。アークの静特性を決定するのは、この第二の平衡状態であり、電流零点寸前の動特性を決定するのは第一の平衡状態である。

電流が減少して一定値以下になり、アーク空間への入力 W がもはや弧心を存続させるのに充分でなくなるやいなや、弧心はすみやかに消滅して外炎だけが残存するようになる。電流零点近傍におけるアーク抵抗の急激な変化は、この弧心の急速な消滅に基づくものと思われる。銅電極、電流波高値 $1,000A$ 以下の比較的小電流アークのオシログラム(第3.11図)で、電流零点寸前に電圧の不連続点 V が出現することがあるが、これは



第3.1.1図 電流波高値800 Aの銅電
極アークの零点寸前のオシログラム

非常に急速な弧心の消滅を実証しているものと思われる。また第3.8図に示すように、電流零点を境として $R^{-1} \times dR/dt$ が急激に変化する現象は、電流零点を境としてアーク抵抗を決定するものが、非常に時定数の小さい弧心から時定数のかなり大きい外炎に移行したことを意味している。

第3.1.2図は銀タングステングヤツプの抵抗-時間曲線である。図から明らかなように、零点後200~300 μs以後は、ほとんど一定の時定数で抵抗が増大しているが、この期間における

抵抗-時間曲線を延長したのでは、決して電流零点における抵抗値は得られない。すなわち零点近傍200~300 μsの時間的位置においてはそれ以後に比較すればかなり急速な抵抗の増大が認められる。この傾向は銅電極の場合でも同様である。

電流零点直後の短期間に抵抗が比較的急速に変化するの、弧心の消滅直後の外炎では、いまだにアークジェットの影響がかなり残存していることを示しているようである。

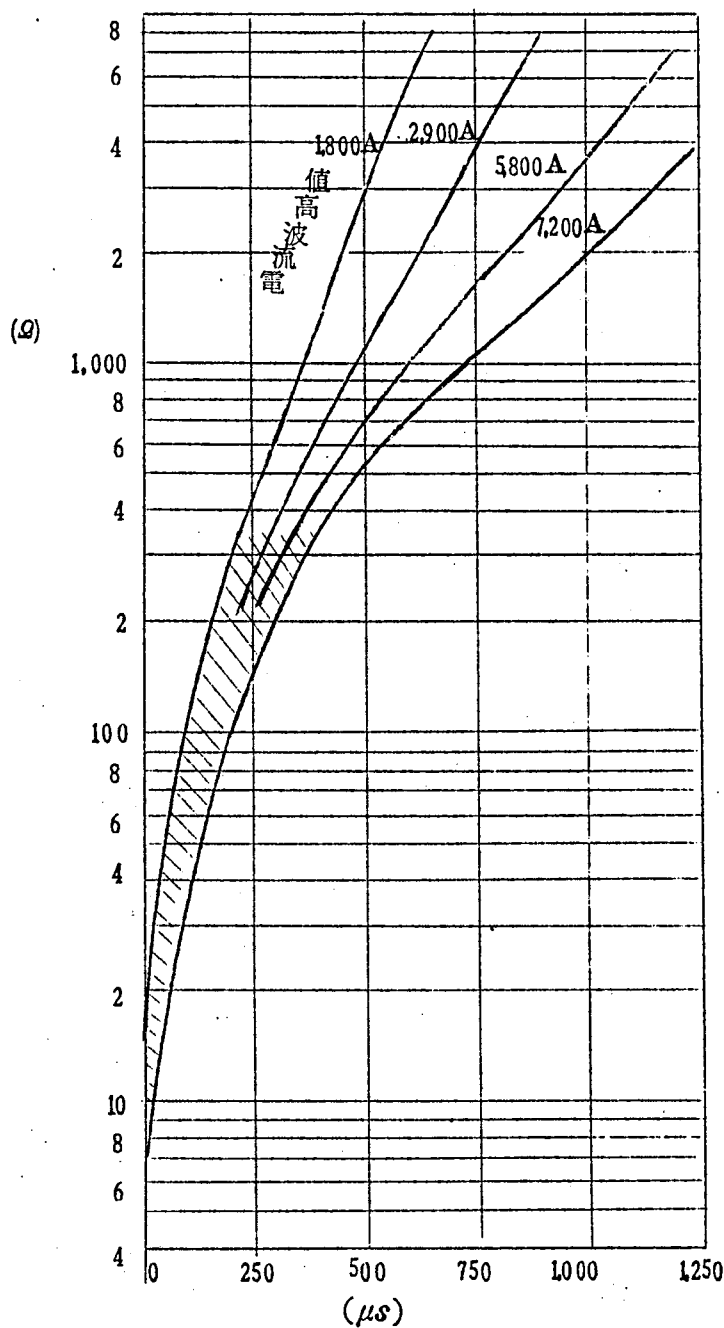
アークジェットが消滅してからはアーク空間の冷却とともに空間の導電度が低下してゆく。この期間におけるアーク空間の冷却を支配する原因としては、電極からの熱放散および周囲の自由空間への気体分子の拡散などが考えられるが、要するにアーク空間からの一定の熱損を仮定するMayr氏の模型で考えても、ある程度説明できる。

前述のように零点後200~300 μs以後における時定数 T は、アーク電流波高値 I_m と次の関係を有している。

$$T = k I_m \beta$$

$$\text{こゝに } 0 < \beta < 1$$

すなわちアーク電流波高値の増大とともに抵抗変化の時定数は大きくなる。現在のところ、この関係を定量的に説明できる理論的な裏づけは得ていないが、電流の増大とともに外炎の半径が大きくなるのに対して、アーク空間からの冷却はそれほど増加しないことが原因しているようである。さらに後に説明するようなアーク冷却力の大きい実際



斜線は時定数が変化する範囲

第 3.1 2 図 銀タングステン電極の零点後の
抵抗-時間曲線

3.3 空気シヤ断器の電流零点近傍のアーキ時定数⁽⁸¹⁾⁽¹¹²⁾

空気吹付シヤ断器はノズルあるいはオリフィス中にアーキを発生させ、これに空気を吹き付けることによつて消弧を行う、消弧原理の比較的簡単なシヤ断器であるが、次に示すいろいろの点から第 2.6 節でその動特性近似式を求めた「吹き付けのあるアーキ（最近の高圧大容量シ

のシヤ断器とはことなり、同一電流値における時定数が銅電極、銀タングステン電極の場合は、炭素電極にくらべてかなり小さく、また銀タングステン電極と銅電極とを比較すれば、前者のほうがやや大きいのは、電極材料の沸点の相違、電極の熱伝導率の相違などの、要するに電極材料の熱的性質の違いが、時定数にかなり大きな影響をおよぼしていることに原因しているようである。その他この程度の低電圧アーキではアーキ空間と電極とを結合するいわゆる陰極点、陽極点の機構がアーキの特性にかなりの影響を与えるものと思われるが、現在のところこれに対する検討は行なっていない。

ヤ断器はすべてこれに属する)」の代表的なものであつて、消弧現象の究明に基礎的な資料を与えるので、第2章で述べたように古くから各種の研究が行われている。

- (i) ノズルの気流状態をある程度理論的な計算から推定することができるのみならず、シュリーレン観測装置やマッハ干渉計を使用して光学的に測定できること。
- (ii) アークの媒体として、各種の物理量が比較的詳細に求められている空気を使用していること。(第2章参照)
- (iii) 他力型であるために、消弧条件を人為的にある程度制御できること。

この意味で、筆者らも新しい観点に立つて、空気シャ断器に関する各種の実験を行い、従来諸説ふんぶんとしていた消弧理論をかなり明確にすることに成功している。そこで本節および3.4節、3.5節で消弧に最も重要な電流零点近傍の特性について詳細に論じる予定であるが、まず本節ではシャ断器の消弧能力を表現する最も重要なパラメータであるアーク時定数について詳細に考察する。

3.3.1 時定数の概念

アーク空間の導電率は空間の電離度および電子のモビリティによつて決定されるものであるが、第2章で述べたようにこれらの量はアーク空間を形成する分子の種類が与えられた場合には状態量すなわち圧力および温度の関数となるので、逆にアーク柱のコンダクタンスを一種の状態量とみなすことができる。

一般に任意の系にじょう乱を与えた場合、その状態量は何らかの慣性をもつて変化するので、状態を変化しつつあるアークのコンダクタンス G を、その慣性に比して極めて短い期間で観測すれば明らかにかなりの精度で $G = \text{一定}$ とみなすことができるであろう。

これがアークを純抵抗とみなす、アーク動特性の最も簡単な表現である。しかしながらこゝでは G が変化することによつて生じる消弧現象を論じるのが目的であるから、少なくとも「 $G = \text{一定}$ 」とみなせない程度にまで時間範囲を拡げて考えなければならない。

G の慣性現象を表現する上について簡単な方程式は G に関する一階の微分方程式である。

$$G + \tau_0 \frac{dG}{dt} = 0 \quad (3.7)$$

一般に τ_0 は全一アークについて観測してもアーク状態によつて異なる値を示すが、アーク空間への入力 w が極めて小さいシャ断零点近傍では同一物理条件のアークについては当然固有な値 τ_0 を示すはずであるので、 τ_0 をアークの動特性を表現する重要なパラメータの一つとして採用することができる。

$$\tau_0^{-1} = \lim_{w \rightarrow 0} \left(-\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} \right) \quad (3.8)$$

こゝに w はアーク空間への入力である。

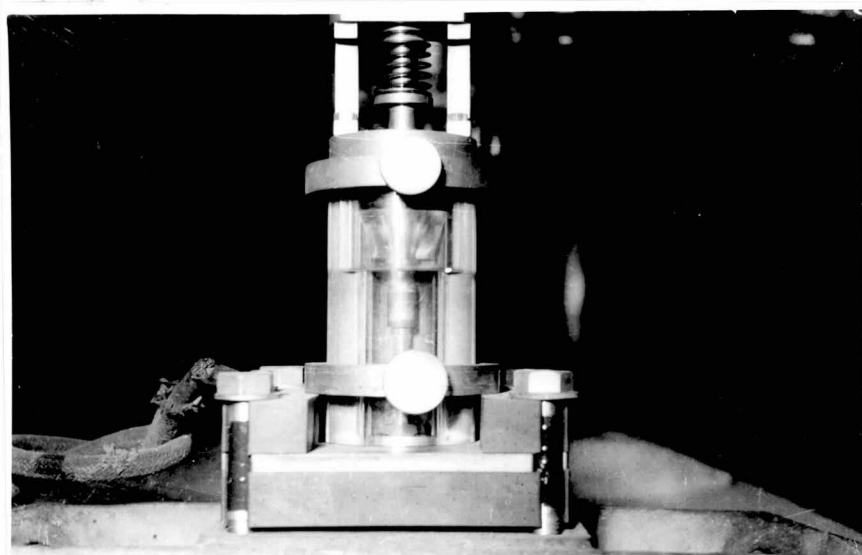
この τ_0 がアークの時定数と定義されるものであつて、第2.6節で述べた模型的考察における

外焰時定数 θ と一致する量であり、消弧理論にとつては電流零点近傍でアークが消滅する早さを示す非常に重要な量の一つである。

すでに多くの人々によつてその測定が試みられている。たとえば Yoon⁽⁸⁰⁾ らはアーク電流に微小急変を与えて小電流アークの τ_0 を測定しており、Kopplin ら⁽⁶²⁾ はシヤ断試験の際のアーク電圧の測定から、 τ_0 の概略値を推定できる可能性を指摘しているが、筆者らは零点近傍の電流電圧波形の精密な測定によつて、後述のように τ_0 の値を正確に直接把握することを試みている。このためには非常に正確な測定装置を要し、かつ測定に十分な配慮を必要とするが、これについては第 9 章で詳しく述べる予定である。

3.3.2 モデル空気シヤ断器に関する実験

(1) 実験装置



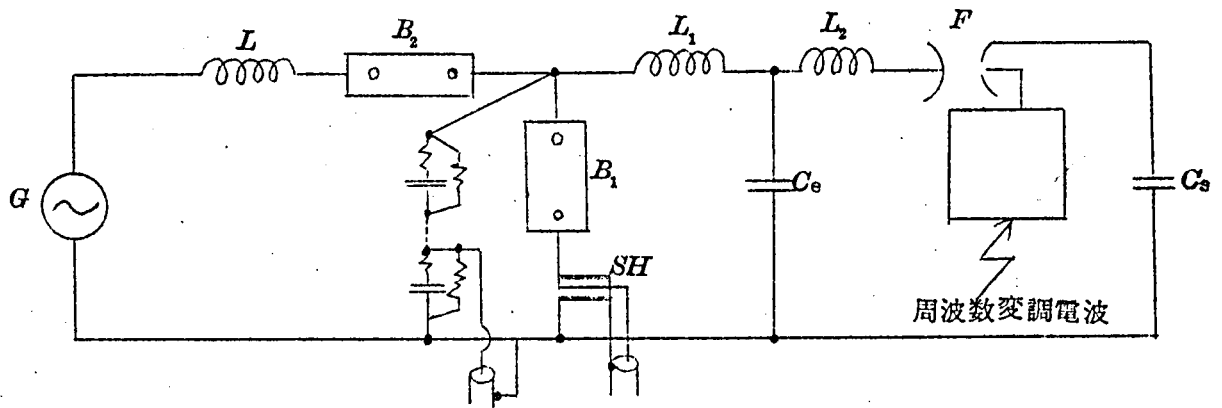
第 3.1 3 図 モデル空気シヤ断器

実験に供したシヤ断器は第 3.1 3 図に示すような小型の空気シヤ断器のモデルである。極間にヒューズが容易に張れるようにするために、外部円筒を二つ割れにして、その一方が容易に取りはずせるようになっている。

ノズルには形状および寸法の異なる各種の金属および絶縁物ノズルを用いた。電極には銀タングステンおよびステンレス鋼の各種の形状のものを用い、ノズルの上流および下流において、そのノズルに対する相対的位置を、いろいろと変化して試験を実施した。また貯気槽圧力は 2 Kg/cm^2 から 12 Kg/cm^2 まで変化させた。

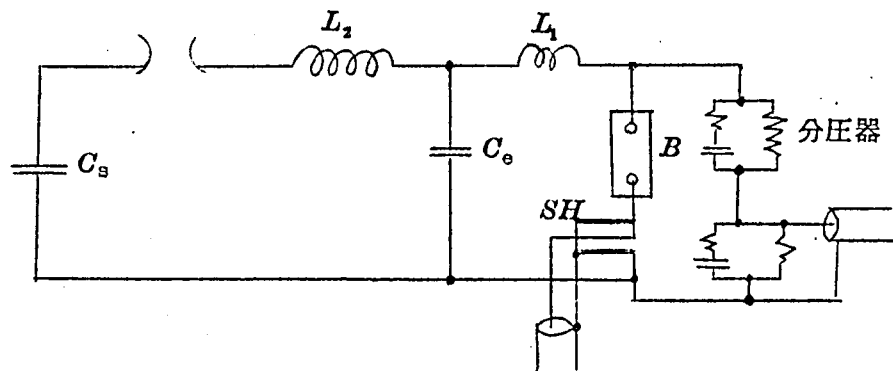
(2) 実験回路

実験には第 3.1 4 図に示すような合成等価試験回路および第 3.1 5 図に示すようなコンデ



- SH : 同軸分流器
 G : 短絡発電機
 C_s : 高圧振動回路の電源となるコンデンサ
 F : 火花ギャップ
 B_1 : 供試器
 B_2 : 補助シャ断器

第 3.1 4 図 発電機とコンデンサを使用した実験回路



- C_s : 電圧源コンデンサ
 F : 火花ギャップ
 C_e : 再起電圧調整用コンデンサ
 B : 供試器

第 3.1 5 図 コンデンサのみを用いる回路

ンサだけを電源とする回路の 2 種類の回路が用いられたが、閉塞限界内の電流をシャ断する限りでは電流零点近傍の現象には大きな差異は認められなかつたので、大部分の実験は

コンデンサのみの回路で行はれたものである。充電電圧は 10 ~ 15 KV、電流は 300 ~ 400 A で周波数は 400 ~ 500 c/s であつた。

第 3.15 図の場合にはアークの始動はすべてヒューズスタートで行われた。その場合にはプラストバルブが開いてから 3 ないし 4 サイクル (60 周/秒) 経過してノズルの気流が定常状態に達した後に電流回路の投入が行われた。

(3) 電圧零点前の電流波形からの時定数の測定

前述のように残留電流が流れなくても電圧零点寸前のアークコンダクタンスが求まれば τ_0 を算出することができる。コンダクタンス G は電流 i と電圧 e との比であるから (3.8) 式は次のように変形できる。

$$\lim_{e \rightarrow 0} \left(\frac{1}{i} \frac{di}{dt} - \frac{1}{e} \frac{de}{dt} \right) = -\frac{1}{\tau_0} \quad \dots\dots\dots (3.8')$$

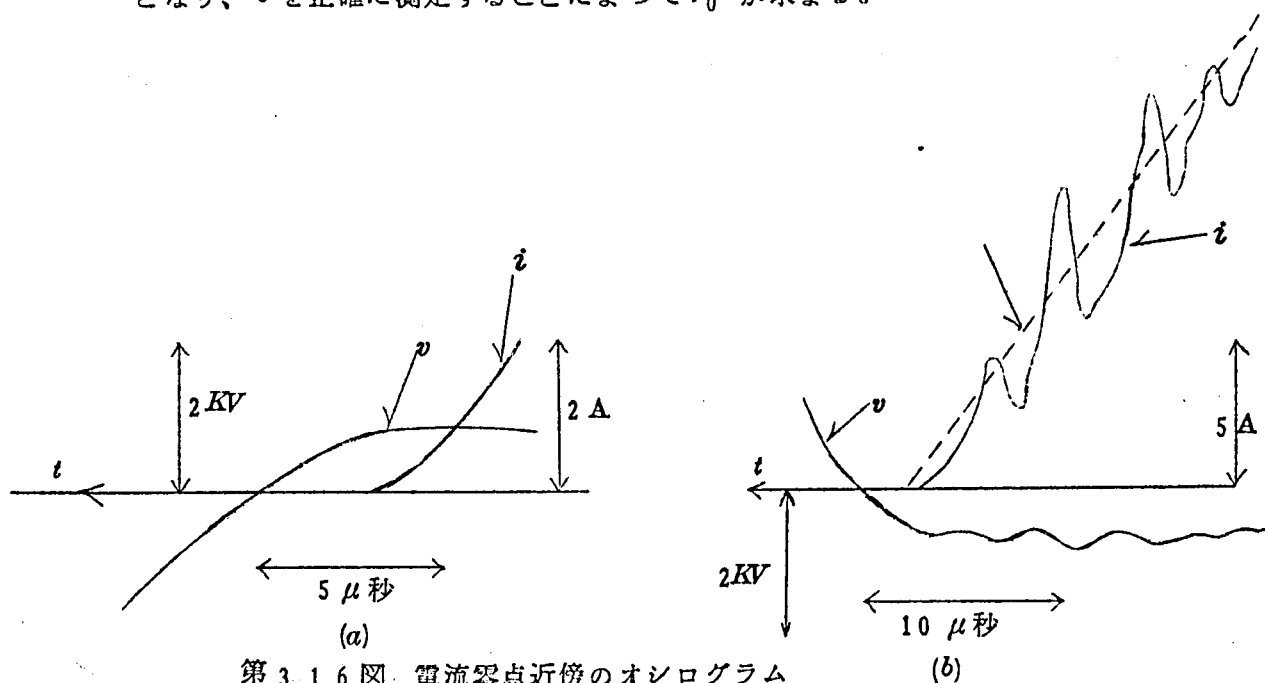
第 3.14 図および第 3.15 図に示す回路で $L_1 = 0$ の場合には消弧ピークの近傍で

$$\frac{1}{i} \frac{di}{dt} \gg \frac{1}{e} \frac{de}{dt}$$

となるので (3.8') 式は

$$\lim_{i \rightarrow 0} \left(\frac{1}{i} \frac{di}{dt} \right) = -\frac{1}{\tau_0} \quad (3.9)$$

となり、 i を正確に測定することによつて τ_0 が求まる。

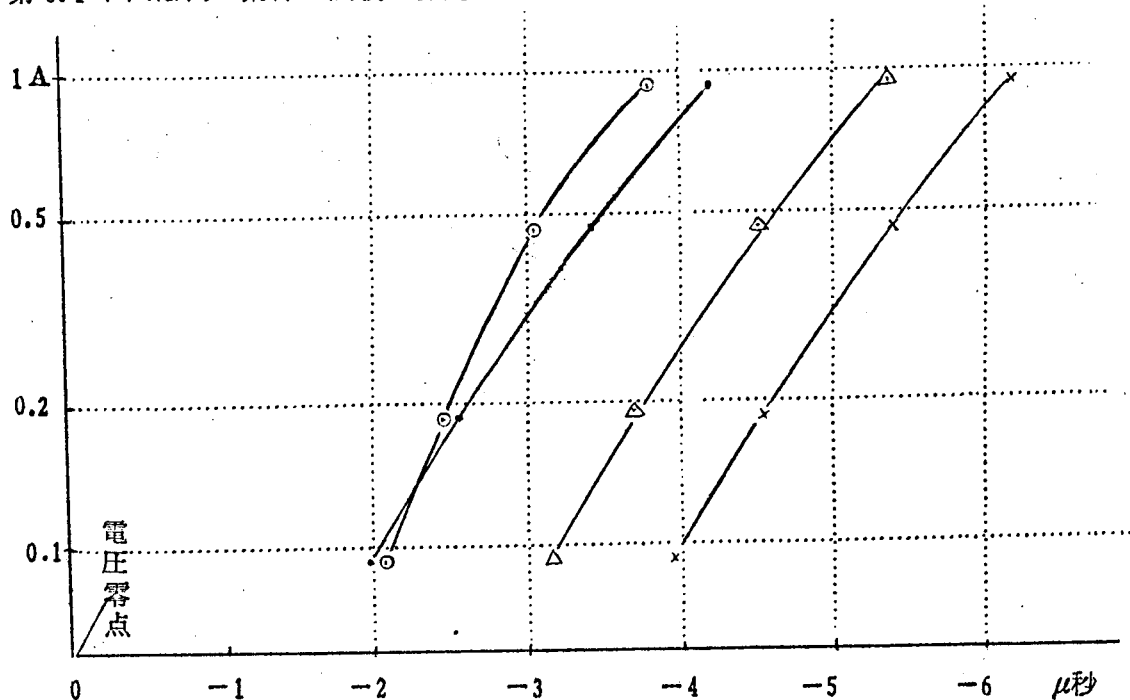


第 3.16 図 電流零点近傍のオシログラム

第 3.16 a 図はこの種の試験 ($L_1 = 0$, $L_2 = 8 \text{ mH}$, 零点における電流傾斜 = 0.9

$A/\mu\text{秒}$, $C_e = 0.02 \mu\text{F}$, 電源: $12 \mu\text{F}$ の C のみ, 貯気槽圧力 = $4 \text{ Kg}/\text{cm}^2$ (ゲージ圧力), ノズル: A, 電極: ステンレス鋼) の時に得られたオシログラムの 1 例である。消弧ピーク近傍の電圧変化の割合は小さく (3.9) 式に示す関係が成立している。

第 3.17 図は同一条件で試験を繰返した時の電流波形を半対数図表にプロットしたも



第 3.17 図 電圧零点寸前における電流の減少

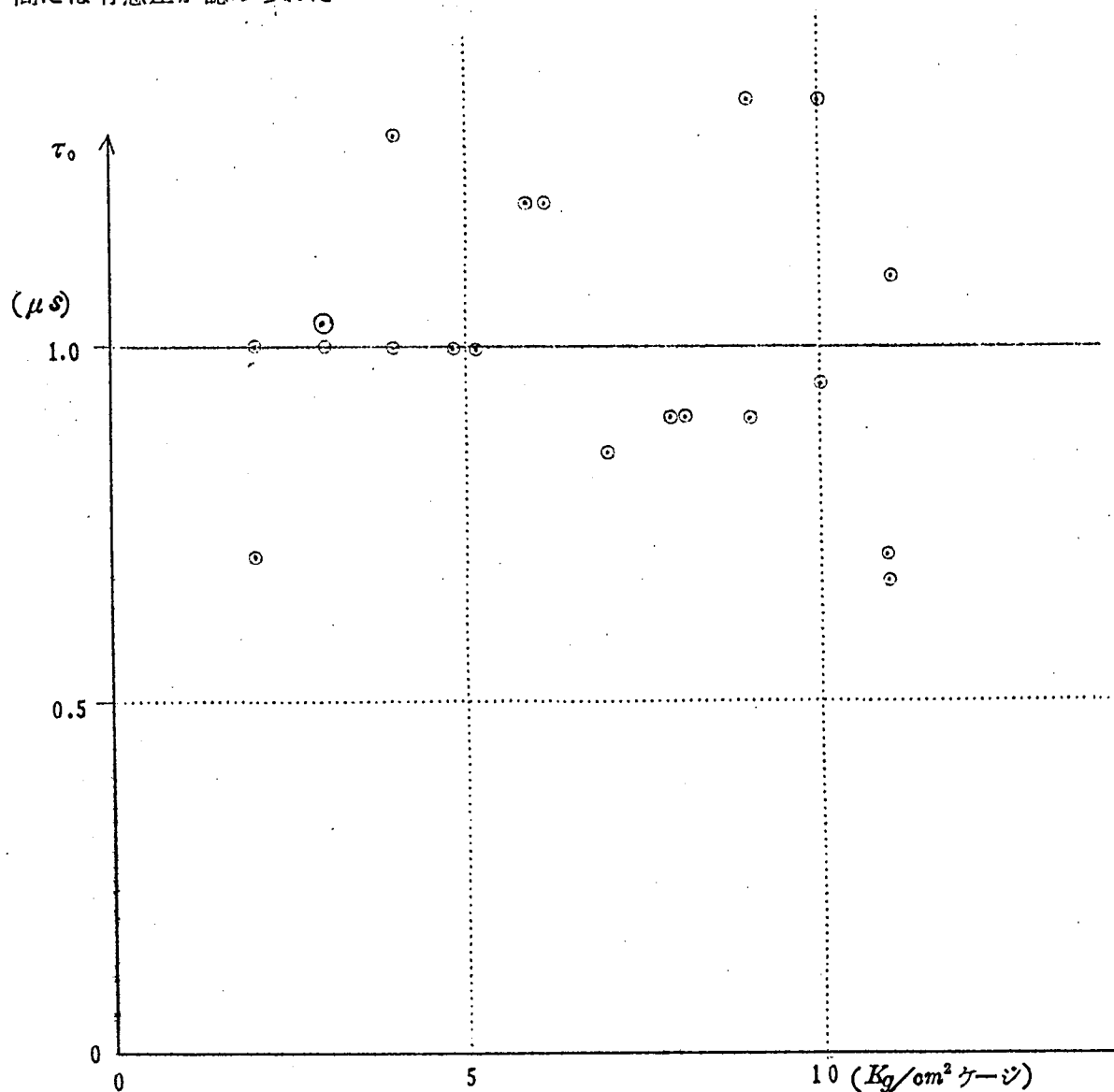
のである。電流の指数関数的減少は非常に顕著である。なお電流零点前約 $20 \mu\text{秒}$ から電流零点までの平均の電流傾斜を求めるため、同一試験条件で、 τ_0 を求めた時よりもブラウン管の掃引速度および増巾器の利得を低くして第 3.16 b 図に示すようなオシログラムを求めた結果、 $di/dt = 0.9 \text{ A}/\mu\text{秒}$ という値を得た。この値は回路常数と C の充電電圧とによつて一義的に定まるので、零点近傍で C に充電されている電圧の代りに回路の苛酷度を示すパラメーターとして用いた。

このような方法を用いてノズル形状の差、圧力の差、零点近傍における電流の平均傾斜の差などによる τ_0 の変化を求めた。その結果を以下に述べる。

第 3.3 表 ノズル A と ノズル B とにおけるアーク時定数の相違

	ノズル A	ノズル B
時定数の平均値 (μs)	1.01	0.72
実験回数	5	5
標準偏差 (μs)	0.188	0.139

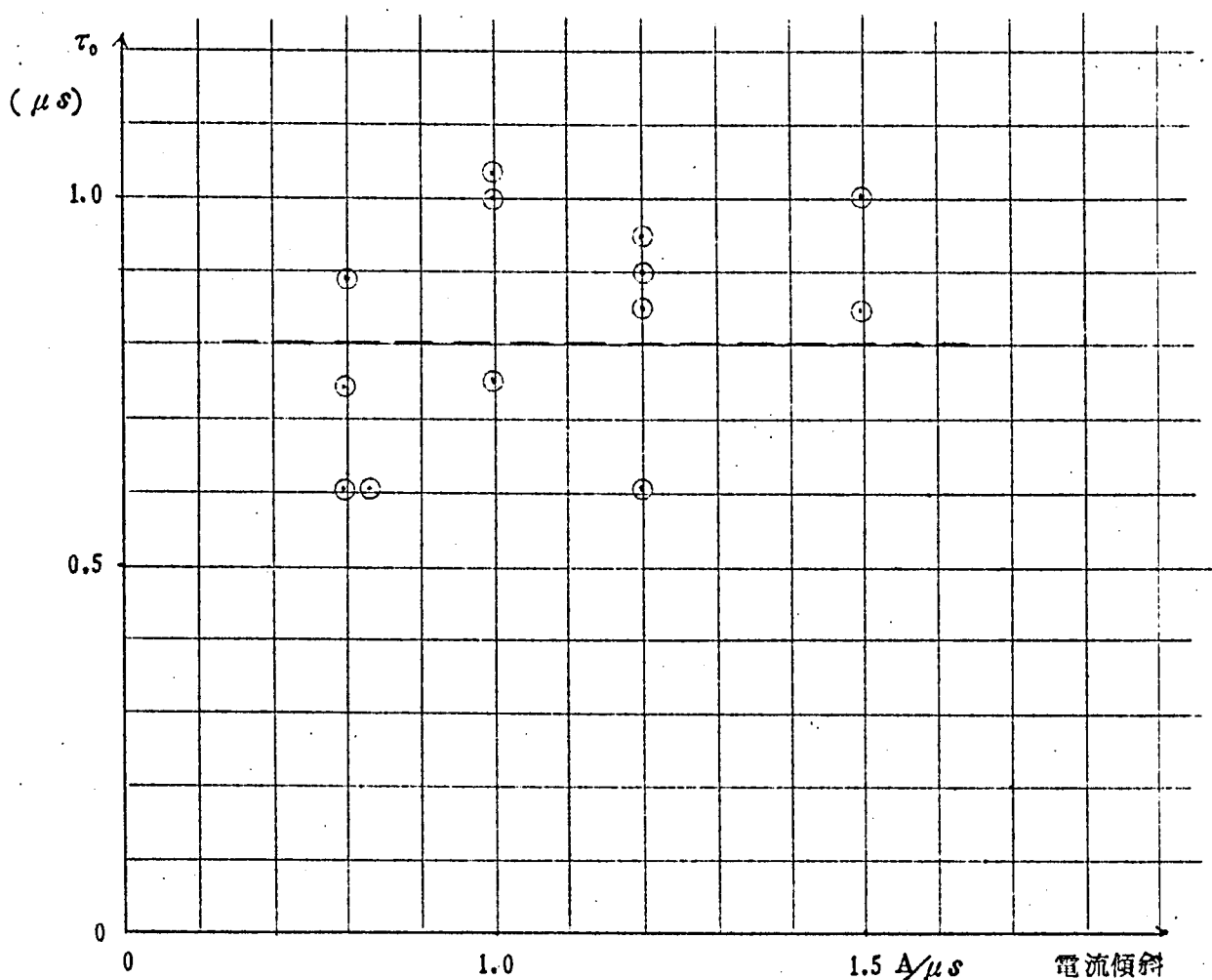
第3.3表は上と同一条件で二種類の形状の異なるノズルA, Bに関する時定数を求めた結果を表示したものである。平均値の違いの検定を行つた結果、ノズルAとノズルBとの間には有意差が認められた。



第3.18図 時定数と圧力との関係

第3.18図は圧力を除いては最初と同一条件のもとに、圧力を2 Kg/cm² (ゲージ) から11 Kg/cm²まで変化して時定数と圧力との関係を求めた結果を図示したものである。図から時定数は圧力に無関係であることがわかる。

さらに電流零点近傍の電流傾斜と時定数との関係を求めるため、ノズルA, 銀タンゲステン電極、貯気槽圧力4 Kg/cm² (ゲージ)の試験条件で、 L_2 の値およびCの充電電圧を変化させて時定数 τ_0 を測定した。第3.19図はその結果を図示したものである。図のよ



第 3.19 図 平均の電流傾斜と時定数との関係

うにこの程度の電流傾斜の違いでは時定数の違いは現われない。

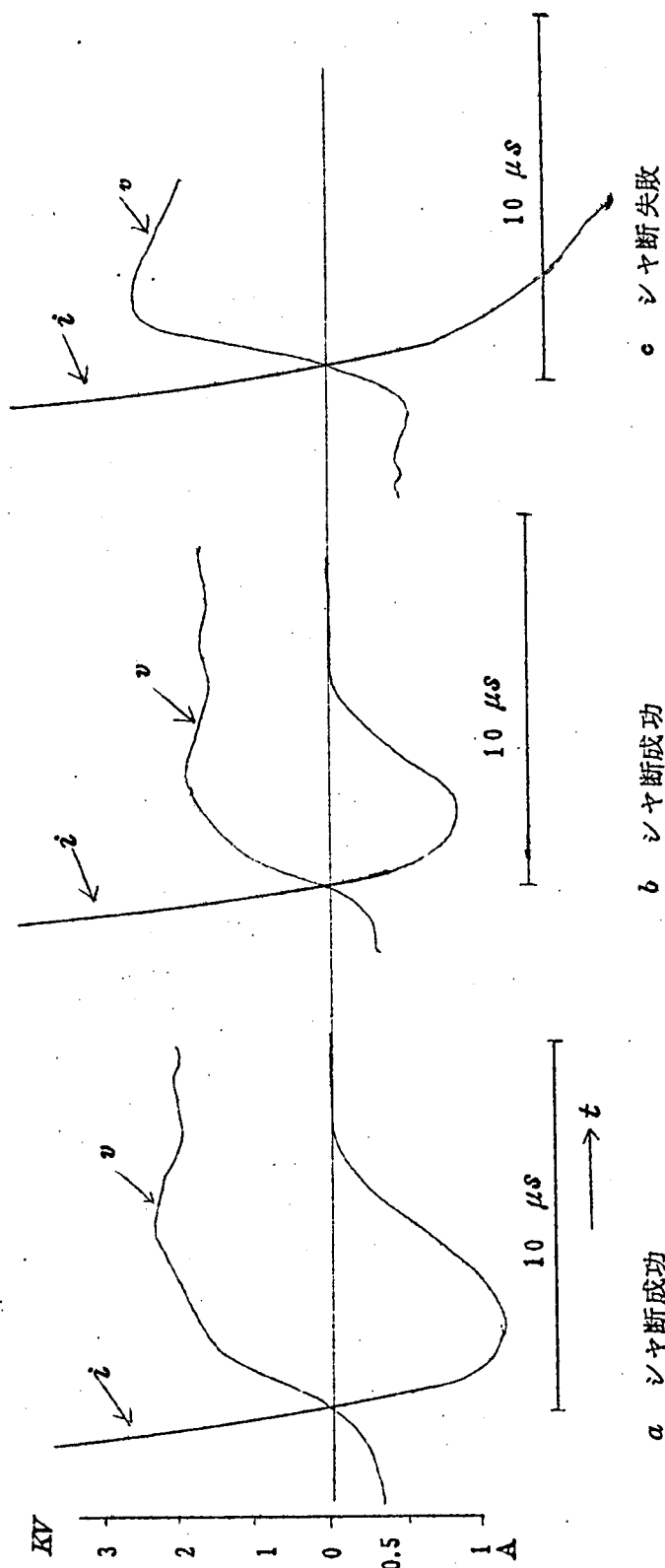
いずれにしてもこの程度の小型の空気シャ断器では時定数が 1μ 秒程度であることが判つた。

(4) 残留電流からの時定数の測定

空気シャ断器は時定数が極めて短かく、しかもアークを持続するのに必要な電力が非常に小さいので、シャ断器の定格電圧と同程度の回復電圧を有する単一周波数再起電圧の回路をシャ断する場合には、電圧零点前にすでに電流が測定不可能なまでに低下するか、あるいは電圧零点後にも測定可能な程度に持続すれば必ず再点弧するかのいずれかに限られ、電圧零点後にもかなりの電流が残留しなおかつシャ断に成功するようなこと、すなわちいわゆる「残留電流」が流れることは滅多にない。ところがキロメートル故障の時に出現するような、振巾率および周波数が極端に異なる複周波数再起電圧を与えると、電圧零点後に

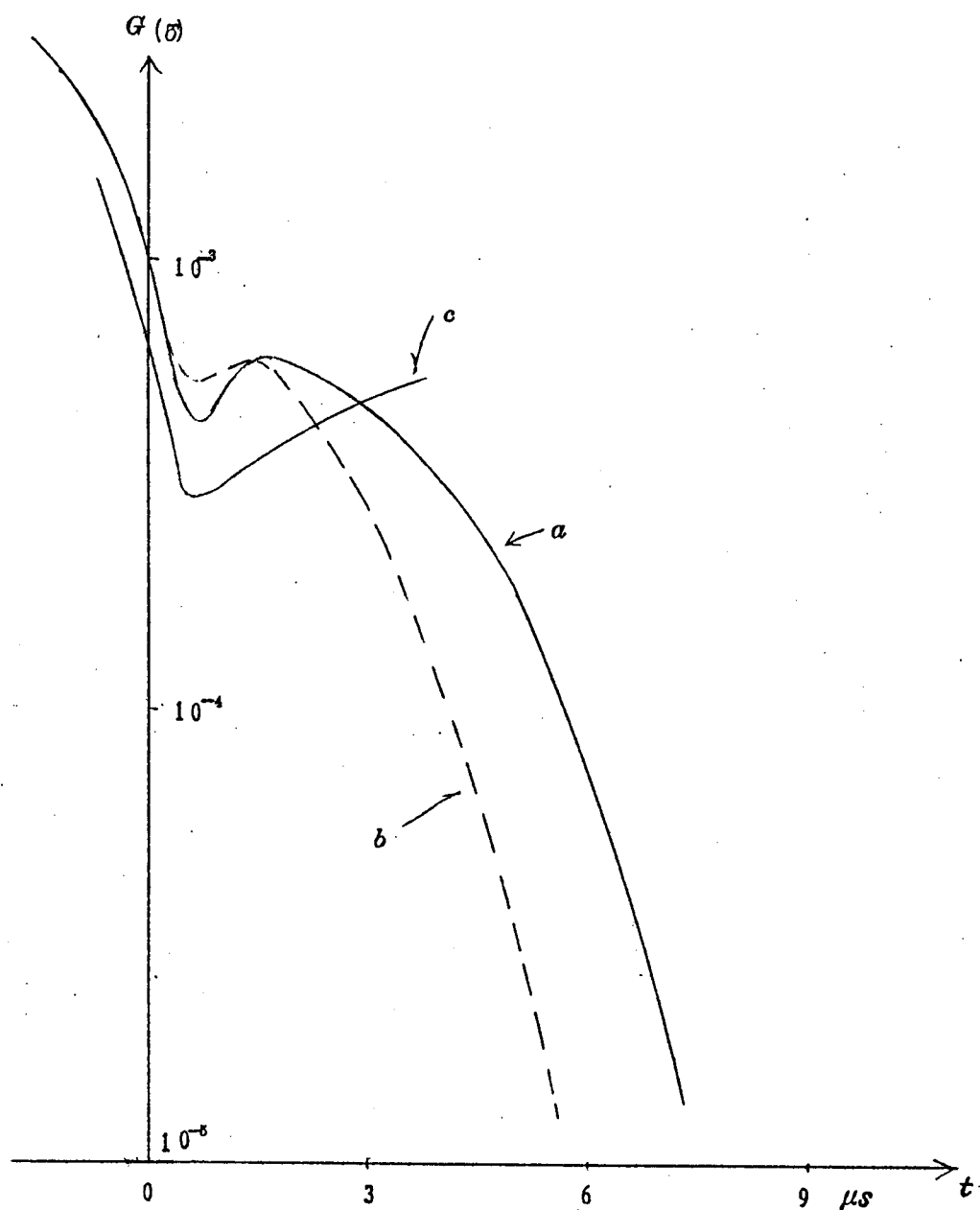
もかなりの電流が残留しなおかつシヤ断に成功するような場合が生じる。

実験せるモデルの場合には、第 3.1 4 図あるいは第 3.1 5 図に示す回路において L_1 を 1 mH ないし 2 mH とし、 L_2 を 8 mH 程度に選んで、周波数 300 KC 以上、振巾率 0.2 程度の固有初期再起電圧を与るといわれる残留電流が流れる。



第 3.2 0 図 モデル A.C.B 残留電流のオシログラム

第3.20図はこの試験（ノズルA，圧力4 Kg/cm²ゲージ）の結果得られたオシログラムの一例である。a図およびb図は共にシヤ断に成功した場合であつて、0.5 Aないし1 Aの残留電流が流れ再起電圧は非振動的となつている。c図はシヤ断に失敗した場合であるが再点弧における電流の上昇及び下降は比較的滑らかでエネルギー不平衡による再点弧が生じている。第3.21図は第3.20図のオシログラムからアークコンダクタンスを求めて半対数図表にプロットしたものである。電流が小さくなるとコンダクタンスはほぼ指数函数的に減少するので、その傾斜から τ_0 が求まる。第3.21 a図およびb図の場合いずれも

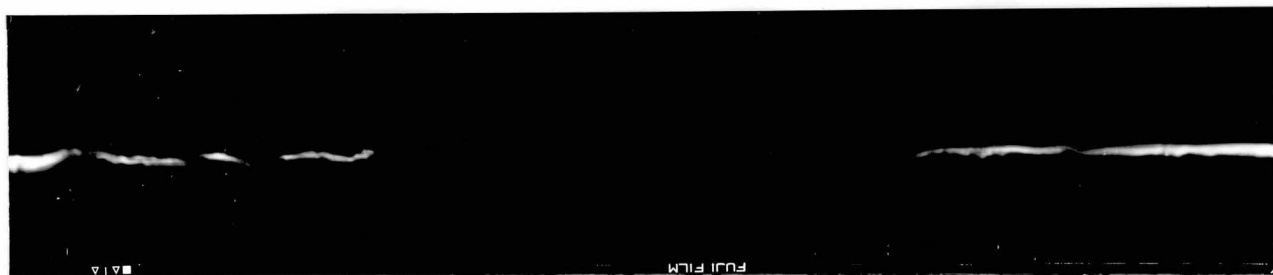


第3.21図 残留電流が流れる場合のアークコンダクタンス対時間曲線

$\tau_0 = 0.9 \mu\text{秒}$ である。この値は3)で求めたものとよく一致する。

(5) 光学的測定

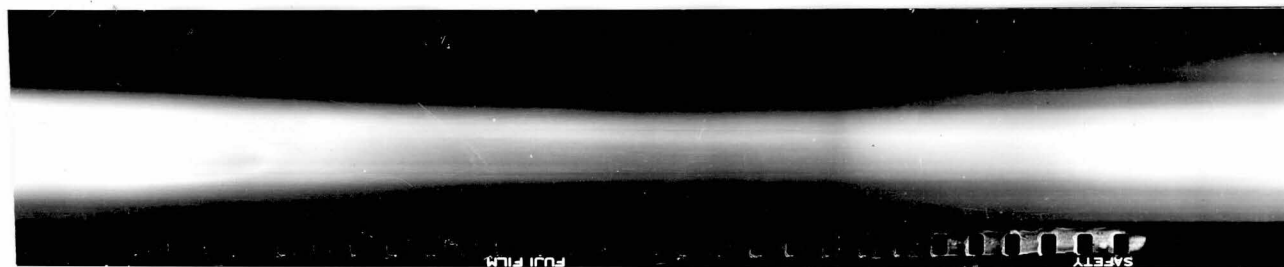
電氣的測定の結果時定数が $1 \mu\text{秒}$ 程度であることが明らかになったが、後述のようにこれを理論的に考察するためにはノズル中のアーク半径やプラズマの移動速度などを確認する必要があるので、供試器のノズルおよび外部円筒を透視材料で製作して、流しカメラを用いてその様相を撮影した。



(a) ノズル最少断面における電流零点近傍のアーク半径 (縮尺比 1 : 1)

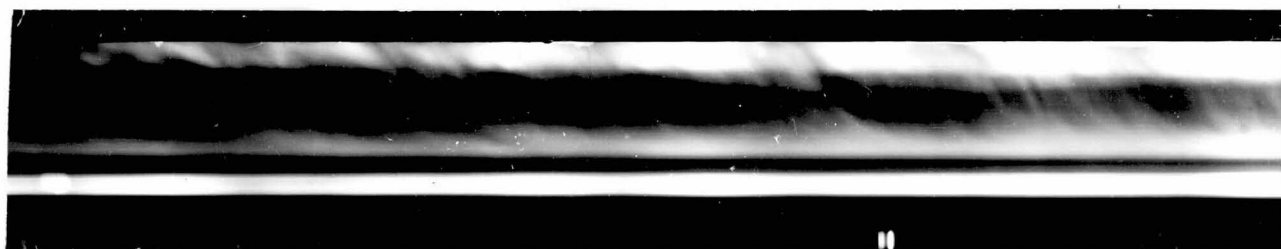
(Sweep speed $16 \mu\text{ sec/cm}$)

————— t



(b) 静止気中のアーク (縮尺比 1 : 1 Sweep speed $16 \mu\text{ sec/cm}$)

————— t



(c) ノズル中のアークの軸方向の輝度変化 (縮尺比 1 : 2 , Sweep speed $16 \mu\text{ s/cm}$)

————— t

第 3.2 2 図 流しカメラで撮影されたアーク (対物レンズの鏡径比 $F = 4.5$ 焦点距離

$f = 16 \text{ cm}$, スリット巾はフィルム上で 1 mm , フィルタなし)

第 3.2 2 a 図は $C_e = 0$ $L_1 = 0$ (第 3.1 5 図) の回路条件で、ノズルの最小断面のアーク半径を測定した結果である。零点近傍でアークの半径が減少すると同時に輝度も低下

している。なお比較のために同一回路条件で空中アークの半径を撮影した結果が第 3.2 2 b 図である。

空中アークではアーク半径は非常に大きく、しかも電流零点においてかなりの輝度が残存する。

第 3.2 1 c 図は上と同一条件で流しカメラのスリットをアーク軸に平行にして撮影した結果である。アーク軸に沿って輝度に「むら」があり、それが移動するので、フィルム上では線として撮影される。この線の傾斜からプラズマの移動速度を算出することができる。

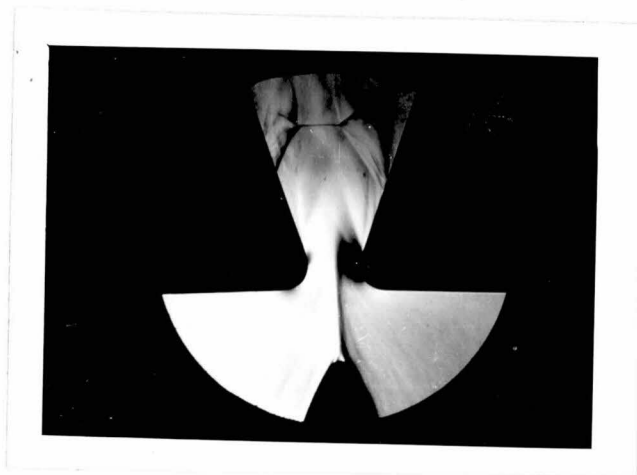
第 3.2 1 c 図の場合は移動速度はノズルの最小断面より下流で約 $2.5 \times 10^5 \text{ cm}/\mu\text{秒}$ である。

3.3.3 時定数の理論的考察

空中自然アークと空気シャ断器中のアークとを比較すると、構成気体および電極構造などが同一であるにもかかわらず、零点近傍の時定数には非常に大きな差があり、前者では $100 \mu\text{秒}$ ないし 1 m秒 (3.2 節参照) であるのに対して、後者では $\mu\text{秒}$ のオーダーである。

時定数にこのように大きな差を作る部分としては、プラズマ部分と電極近傍との二つが考えられるが、

- (i) シュリーレン法による観測の結果からも明らかなように、空気シャ断器でも電極近傍には気流の停滞が生じている。(第 3.2 3 図参照)



第 3.2 3 図 シュリーレン法による気流観測の 1 例

- (ii) 流しカメラの撮影結果からわかるように、空気シャ断器ノズル内のアークはその半径が小さくなるのみならず輝度も著しく低下するのに対して、空中ではアーク半径の減少も少なく、輝度の低下も非常に少ない。

(iii) 空気シャ断器内のアークでも電極近傍ではノズル中と比較して零点における輝度の低下は少ない。

などの光学的な測定結果から推察すれば、プラズマ部分が主要な役割を果していることは明らかである。換言すれば空気シャ断器ではプラズマ部分の零点近傍における抵抗上昇率がアーク時定数を決定していると断定することができる。

さてアークの単位長当りの抵抗を R , 比抵抗を μ , 半径を A とすれば、

$$R^{-1} dR/dt = - A^{-1} dA/dt + \mu^{-1} d\mu/dt \quad \dots\dots\dots (3.10)$$

なる関係があるから、プラズマの抵抗値の変化をプラズマの比抵抗の変化およびプラズマの半径の変化の二つに分離することができる。 Cassie⁽³⁰⁾ は消弧に最も重要なのは半径の変化の方であると仮定して模型を立て、アーク時定数 τ_0 をノズル中のアークについて計算しているが、その計算結果が前節で求めた値より 1 桁程度大きいこと⁽³⁰⁾ および前節で示した流しカメラによる撮影結果から明らかなようにノズル中のアークは零点近傍で収縮すると同時に輝度も著るしく低下していることなどから推察すると、零点近傍において半径の変化および比抵抗の変化は同時に生じてはいるが、時定数を決定する主要な要素はむしろ比抵抗の急激な変化であると考えられる。

そこで次にプラズマ空間内の比抵抗を決定する荷電粒子の単位体積当りの数 n の変化を次のように分離して詳細に考察しよう。

$$\frac{dn}{dt} = \left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{therm}} + \left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{accel}} + \left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{curr}}$$

こゝに $\left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{therm}}$: プラズマの温度変化による荷電粒子の増減。

$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{accel}}$: 電極から静電界によつて引き出されることによる荷電粒子の増加

$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{curr}}$: 電流となつて電極に吸収されることによる荷電粒子の減少

Hochrainer⁽⁴¹⁾, Spruth⁽⁴²⁾ らは $\left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{accel}}$ を無視し、 $\left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{curr}}$ が $\left(\frac{dn}{dt} \right)_{\text{therm}}$ よりも大きくて残留電流のために電子は陽極に、イオンは陰極に吸収される結果空間の荷電粒子がなくなりシャ断が行はれると考えているが、

(i) このようなチャージセパレイションが一瞬生じたとしてもその結果電極表面に高い電界が集中して、比較的高温の陰極あるいは陽極から荷電粒子が引き出され空間電荷

が中和されるので、チャージセパレイションは生じていないと考えるのが妥当であること。

- (ii) Spruthの理論ではポストアーク状態でのアーク空間においてまず最初の 1μ 秒程度で電子がすっかり吸収されてイオンのみとなり、次にイオンが $1m$ 秒程度の時間を要して電極に吸収される結果シャ断が完了するとしているが、少なくとも空気シャ断器では $1m$ 秒も継続する残留電流は認められないこと。

- (iii) 電圧零点前に電流が消滅することがある。

などから推察すれば少なくとも空気シャ断器に関しては[残留電流によるチャージセパレイションは起らず、プラズマは殆んど電氣的に中性状態を保ちつゝ熱電離と再結合とは平衡しながら、プラズマの冷却と共にアーク抵抗が上昇していく]と考えるのが妥当である。

そこでプラズマの温度が低下する過程を考察しなければならない。

これに関しては

- (i) アーク軸近傍の温度勾配によるアークの半径方向への熱伝導によつてプラズマから熱がうばわれ温度が低下する。
- (ii) アーク電流が大きい間はアークの一部分で冷却が生じ抵抗が上昇したとしても、その部分への入力が他の部分と比較して大きくなつてふたたび温度上昇が生じるので、アーク軸に沿う温度分布は比較的一様に保たれているが、電流が零点近傍で臨界値 I_c 以下になると、軸に沿う温度分布を一様に保とうとする作用よりもプラズマの断熱膨張による冷却作用が強くなつてアーク柱のある範囲が急激に冷却される。^(註)という二つの過程が考えられる。

実際には二つの現象が同時に生じていることは明らかであるが

- (a) 明らかに半径方向への損失のみが支配している静止気体中のアークでは、Yoon⁽⁸⁰⁾らの測定結果によればその時定数が圧力の関数となつているのに対して、気流中のアークでは時定数は圧力に無関係である。

註 × Cassie⁽⁸⁰⁾ は熱電離して原子状になつている粒子が非常に多いアーク空間では、実効的な定圧比熱が非常に大きいために、冷却力による温度変化は無視することが出来る程度に小さいと考えているが、第2章で考察したように気流ピンチが生じている消弧室内では、反応は凍結したまゝであると考えられるので、定圧比熱は決して大きくなく原子状気体のそれに殆んど等しいものと思われる。

(b) 気流中のアークでは、電流が零点近傍である一定値以下になると、非常に急激にしぼられる。

などから推察すると(ii)で述べた過程が支配的であると考えるのが妥当である。

結局上述のことをあわせ考えると、2.6.2で述べた模型的考察の正しさがうかがわれ、こゝで観測される τ_0 が(2.54)式の θ と一致することがわかる。アーク軸近傍に残存する気体が単原子気体であるとみなすと、 $\frac{C_p}{R} = \frac{2}{5}$ となるので、(2.54)式から

$$\frac{1}{\tau_0} = -\frac{E_i}{2kT} \cdot \frac{2}{5} \cdot q \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{P}{P_0} \right) \dots\dots\dots (3.11)$$

となることがわかる。

こゝで q ：プラズマの移動速度 P_0 ：貯気槽圧力 P ：気流中の圧力 E_i ：プラズマを形成する粒子の平均イオン化電圧 k ：ボルツマン常数 T ：温度

流しカメラによる撮影結果からもわかるように電流零点近傍ではプレムストラルリングが認められない程度に輝度が低下しているのでノズル内のプラズマ温度の平均値として $T \approx 7500^\circ K$ 、イオン化電圧として酸素のイオン化電圧をとり $E_i = 13.56V$ 、とすれば(3.11)式から

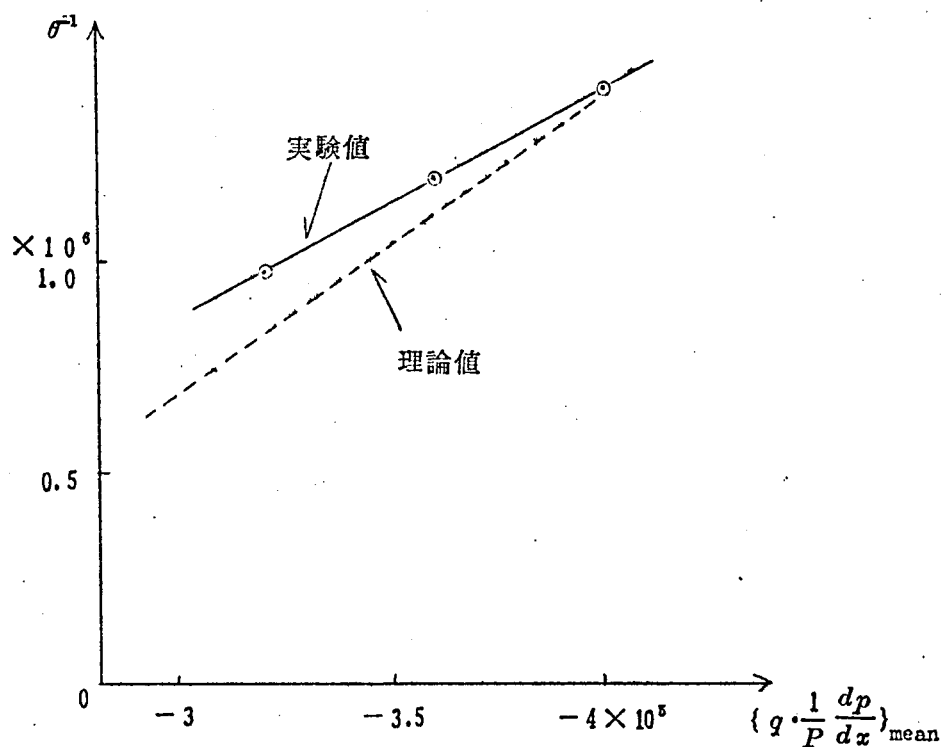
$$\tau_0^{-1} = -3.5 \cdot q \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{P}{P_0} \right)$$

各種のノズルに関して求められている $\left(\frac{P_0}{P} \right) \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{P}{P_0} \right)$ ^(註)および3.3.3節で述べた方法で実測した q の値とから上流電極の先端より最小断面後方の衝撃波が生じる点までの範囲における平均の $q \cdot \left(\frac{P_0}{P} \right) \cdot \frac{d}{dx} \left(\frac{P}{P_0} \right)$ と τ_0 との関係を図示すれば3.24図のようになる。図において実線は実測値であり、点線は3.11式から計算した理論値を示している。図からわかるように理論値と実験値とは非常によい一致を示している。

さらにまた3.11式は「 θ がノズルの形状及び寸法によつては異なるが貯気槽

(註) アーク断面積がノズルの断面積に比して小さい電流零点近傍では、ノズル内の圧力分布はすでにアークが存在しない冷気流のそれにほとんど等しくなつてい⁽³³⁾ると考えられる。勿論アーク軸近傍では温度がかなり高いので流速は冷気流のそれとは大きくことなつている。

の圧力には無関係である」という実験結果をもよく説明している。



第3.2.4図 空気シャ断器の場合の θ^{-1} と $\{q \cdot \frac{1}{P} \frac{dp}{dx}\}_{mean}$ との関係

3.4 空気シャ断器のアーキ動特性の実験的ならびに理論的研究⁽¹¹⁾

第2.6節で軸方向に吹き付けのあるアーキの模型的考察を行ない、アーキ動特性の近似式を求め、また第3.3節ではこの種のアーキの代表的なものである空気シャ断器のアーキ時定数に関する各種の実測結果から、とくに電流零点近傍の現象を説明する場合には、この模型的考察が物理的に妥当であることを確認したが、本節では、第2.6節で得た動特性式の係数を具体的に検討し、このようにして得られた具体的な動特性式と回路方程式とを組み合わせ、アナログ計算機で電流電圧波形を計算する。そしてモデルシャ断器について実験的に得られた電流電圧波形とその計算結果とを定量的に照合して、動特性式の妥当性を確認する。

3.4.1 空気シャ断器の動特性式に関する考察

(1) 動特性式の検討

a 弧心が存在する期間の動特性式

第2.6節で行った模型的考察によれば、弧心が存在する期間の単位長当りの動特性式は次式で与えられる。〔(2.50)式〕

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \beta \left(1 - \frac{e^2}{e_0^2} \right) \dots\dots\dots (3.12)$$

$$\text{こゝに } e_0^2 = \{ N + S(T_0) + \alpha h_0 \} / \tau_0$$

$$\beta = \{ N + \alpha + S(T_0) \} / h_0$$

$$\text{たゞし } \alpha = 2 \left(\frac{v_{rf}}{r} \right)_{r=r_0}$$

$$N = -q \cdot \frac{dP}{dx}$$

である。

とくにアーク断面積がノズルの断面積に比して小さい電流零点近傍では、ノズル内の圧力分布は、すでにアークが発生していない冷気流のそれに等しくなっている（勿論流速 q の分布はそうではない）と考えられる⁽⁸⁾ので、上式の dP/dx はほとんど冷気流のそれに等しいと考えればよく、また α は付録 3.1 に示すような簡単な計算から

$$\alpha = \frac{1}{\rho} d(\rho q) / dx \dots\dots\dots (3.13)$$

のようになる。

b 弧心が消滅した電流零点近傍の動特性

第 2.6 節の (2.54) 式から、弧心消滅後の外焰の動特性は次式で与えられる。

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = \theta^{-1} \left(1 - \frac{e^2 q}{NS} \right) \dots\dots\dots (3.14)$$

こゝに θ は第 3.3 節で考察したように、次式で与えられる量である。

$$\theta^{-1} = -\frac{2}{5} \frac{E_i}{2kT} q \frac{1}{P} \frac{dP}{dx}$$

(3.14) 式の外焰断面積 S には問題がある。いわゆる Mayr の模型というのはこの S を一定とみなしたものであるが、空気シャ断器の場合には外焰の粒子も半径方向の群速度成分を有するので、これによる弧心消滅後の断面積の収縮を考慮しなければならない。第 2 章で述べたように外焰ではアーク空間への入力の変形損失の補償についてやされる部分は無視できる。そこで弧心が消滅した瞬間の実効断面積を S_0 とし、その瞬間を時間の原点にとれば、 S の変化は近似的に次式で与えられる。

$$S = S_0 \exp(-\alpha t)$$

$$\text{こゝに } \alpha = 2 \left(\frac{v_{rf}}{r_f} \right) \div \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{d(\rho q)}{dx} \right\}_{\text{mean}}$$

たゞし r_f は外焰の平均半径、 v_{rf} は外焰における気流の半径方向への平均流速

(軸方向が正)、 $\{ \quad \}_{\text{mean}}$ は括弧内の値の外焰における平均値である。

いうまでもなく S_0 を定量的に与えるためには、半径方向の温度分布を考慮した複雑な三次元的なとりあつかいが必要であり、その値は、同一条件の場合でも実験を繰返すごとにある程度のばらつきが生じるというような、確率に支配される把握しにくい量であるので、現在のところ実験的にこれを推定している。しかしながら定性的にはアークの温度分布がノズル最少断面の大きさに影響されるので、最少断面積の大きさとともに S_0 が大きくなる、といえるようである。

これに対して同一ノズルでは再起電圧周波数がある程度高い場合、電流傾斜、極間容量には無関係であることが、計算と実験結果との照合からある程度確認されている。しかし極間容量が極端に大きく、再起電圧の周波数が非常に低い場合には、弧心の存在期間中になんらかのじう乱によつて一旦アーク電位傾度が低下することにより、弧心への入力低下すると、それがかなりの期間維持されるので、その間に急速に弧心が消滅し、極間容量の小さい場合に比べてかなり大きい S_0 が残存する可能性がある。しかし、いずれにせよ S_0 はノズル断面にくらべればはるかに小さく、普通2桁下の細いものであることが、光学的な観測によつても推定され、次に述べる計算結果からも照合される。

(2) 零点近傍に関する実用的取り扱い

以上のように弧心が存在するアーク期間では (3.13) 式、弧心の消滅した後は (3.14) 式が妥当なものと考えられ、動特性を詳しく論じるためには、これらを連立させなければならない。しかし考察を消弧にもつとも関係の深い電流零点の極く近傍のみに限定した場合には、(3.14) 式のみを考慮し、(3.13) 式は電流にかゝらず電圧が一定な平坦特性であるとしても、かなりよい近似を与えることができる。

(3.14) 式はアーク単位長当りの動特性に関する方程式であるが、シャ断器端子間から見た電圧 v 、アーク抵抗 R に関する動特性式としては、アーク長にそつた各常数の変化を考慮しなければならない。その第一次近似としては θ 、 α 、 S_0 については平均値を、 N については積分値をとることで充分であろう。平均あるいは積分の範囲はシャ断器の消弧作用が有効である部分、すなわち上流電極の先端から最少断面後方の衝撃波が形成される附近までの距離 l を考えるのが妥当である。

そこで、実用される動特性式は

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = \bar{\theta}^{-1} \left(1 - \frac{v^2}{R S_0 e^{-\alpha t} N} \right) \quad (3.15)$$

上流電極の先端から最少断面後方の衝撃波が形成される附近までの距離を ℓ とすれば $\bar{\theta}$ 、 \bar{N} 、 $\bar{\alpha}$ は近似的に次式で与えられる。

$$\bar{\theta}^{-1} = - \frac{Ei}{2kT} \frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} \frac{q}{P} \frac{dP}{dx} dx \quad (3.16)$$

$$\bar{N} = - \int_0^{\ell} q \frac{dP}{dx} dx \quad (3.17)$$

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} \frac{1}{\rho} \frac{d(\rho q)}{dx} \cdot dx \quad (3.18)$$

$$\bar{S}_0 = \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} S_0 dx \quad (3.19)$$

弧心が消滅する瞬間を時間の原点に取れば初期条件は次のように簡単なものになる。

初期条件は弧心の消滅する瞬間を時間の原点として

$$\left. \begin{aligned} dv/dt &= 0 \\ v &= - \int_0^{\ell} e_0 dx = -V_a \\ v/R &= -\bar{N} \bar{S}_0 / V_a \end{aligned} \right\} \quad (3.20)$$

で与えられる。

上式の各常数は消弧室の設計値から計算あるいは推定可能なものであり、又(3.22)式の V_a は弧心の存在する状態でのアーク電圧である。

勿論 m ヶ直列のシャ断点に対しては、1ヶのシャ断点の場合に比して \bar{N} 、 V_a がそれぞれ m 倍になる。

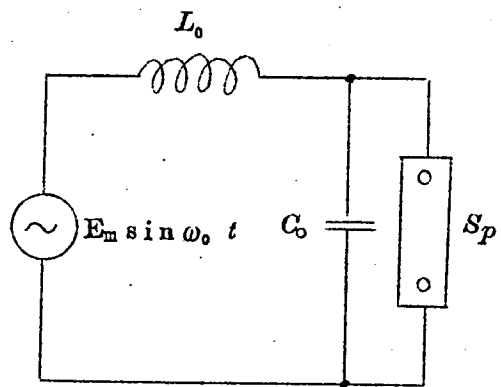
3.4.2 実験による理論の確認

3.4.1で求めたアーク動特性に関する方程式と、シャ断器が接続されている回路方程式とを組合わせることによつて、アーク電流、電圧波形を解析的に求めることが可能である。以下二三の与えられた条件に対する計算結果と第3.3節に述べたのと同様な実験の結果からえられたオシログラムとの照合を行つて、アーク方程式の妥当性を検討する。

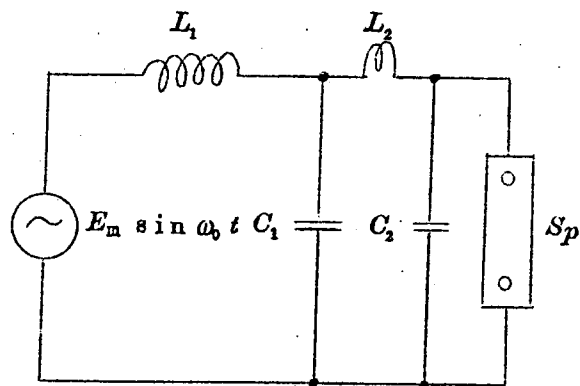
(1) 回路方程式と動特性式の基準化

外部回路として各種のものが考えられるが、短絡回路をシャ断する場合には、一般に第3.25図に示すような二つの回路のいずれかで近似することが可能である。

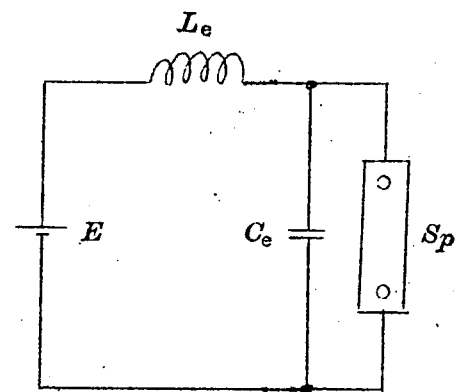
さらに観測範囲を電流零点近傍のみに限定する場合には、明らかにa図に示すような



a 単一周波数の場合



b 複周波数の場合



c 近似回路

ω_0 : 商用周波数

L : インダクタンス

S_p : 供試器

C : コンデンサ

第3.25図 外部回路

回路は c 図に示すような回路で近似することができるが、b 図のような複周波数回路の場合でもキロメートル故障のように二つの周波数が極端に異なる場合には c 図に示す回路で近似できる。

c 図の回路の場合、アーク電圧 v 、アーク電流 i に関する方程式は

$$L_e C_e \frac{d^2 v}{dt^2} + L_e \frac{di}{dt} + v = E \quad (3.21)$$

で、こゝに L_e, C_e, E は a 図の単一周波数の場合、b 図の複周波数の場合に対してそれぞれ次のように取ればよい。

単一周波数の場合

$$L_e = L_0 \quad C_e = C_0 \quad E = E_m \quad (3.22)$$

複周波数の場合

$$L_e = L_2 \quad C_e = C_2 \quad E = \frac{L_2}{L_1 + L_2} (E_m + V_a) - V_a \quad (3.23)$$

こゝに V_a はアーク電圧初期値である。

短絡シャ断時の過渡現象の計算には、(3.20) 式を初期条件として (3.14) 式、

(3.21) 式を連立して解くわけであるが、アナコンによる計算の便宜上変数変換を行い方程式および初期条件を次のように基準化した。すなわち変数に関して

$$\left. \begin{aligned} v &= 2(E + V_a) \bar{v}, \quad v/R = i = \bar{N} \bar{S}_0 i / V_a \\ 1/R &= g = \bar{N} S_0 \bar{g} / V_a, \quad t = \bar{\theta} \tau \end{aligned} \right\} (3.24)$$

なる変換を行えば

$$\begin{aligned} \frac{1}{\beta} \frac{d^2 \bar{v}}{d\tau^2} + \frac{d\bar{i}}{d\tau} + \xi \bar{v} &= \frac{\xi}{2(1+\eta)} \\ \frac{d\bar{g}}{d\tau} &= \bar{i}^2 \epsilon^{\alpha' \tau} - \bar{g} \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\frac{2(1+\eta)}{\eta} \bar{g} \bar{v} = \bar{i}$$

こゝに

$$\beta = \frac{\bar{\theta} \bar{N} S_0}{2 C_e (E + V_a) V_a} \quad (3.26)$$

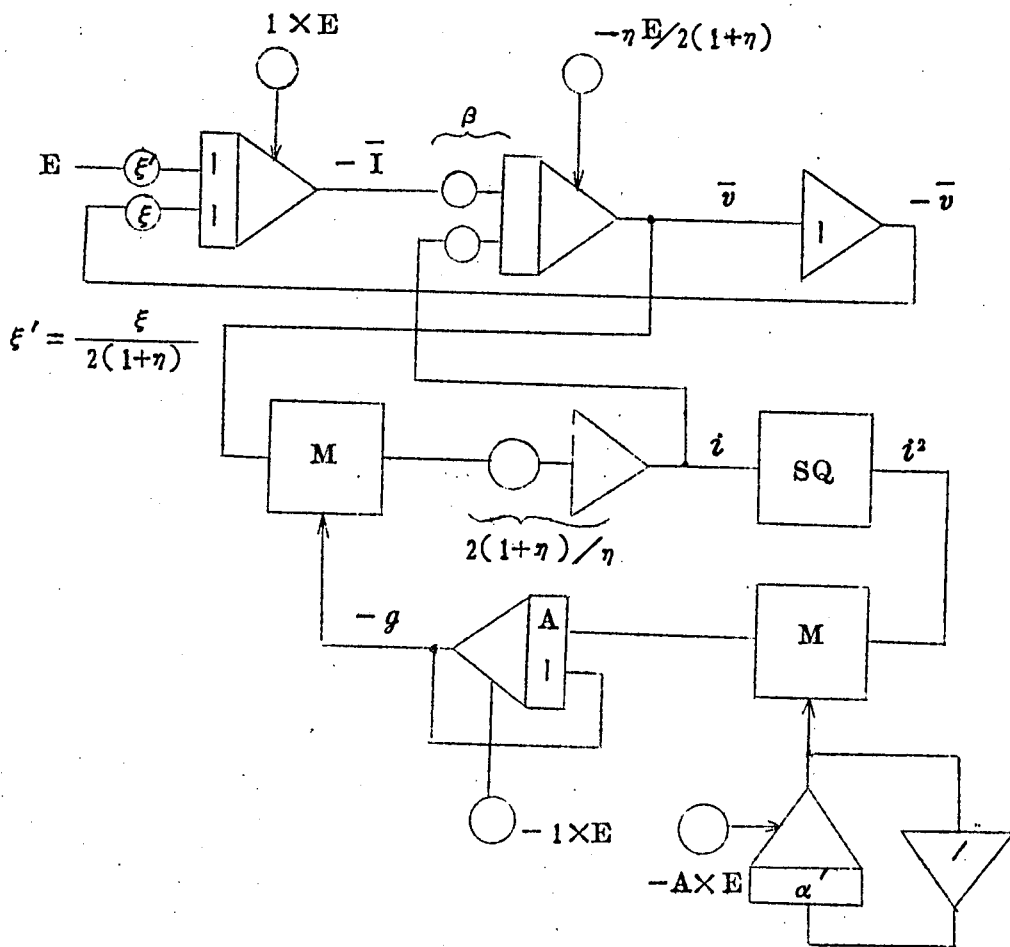
$$\xi = \frac{2(E + V_a)V_a\bar{\theta}}{Le\bar{N}S_0} \quad (3.26)$$

$$\eta = V_a/E, \quad \alpha' = \bar{\theta}\bar{\alpha}$$

で与えられ、これに対する初期条件は

$$\begin{aligned} \bar{v} &= -\eta/2(1+\eta), \quad \bar{i} = -1 \\ \bar{g} &= 1, \quad d\bar{v}/d\bar{t} = 0 \end{aligned} \quad (3.27)$$

で与えられる。すなわち計算機では四つのパラメータ β, ξ, η および α' を用いて計算される。第3.26図はアナコンの結線図である。



第3.26図 空気シヤ断器の電流零点近傍の現象を計算するためのアナコン結線図

(Aは演算器の振り切れを防ぐために導入された適当な数である)

(2) 実験に使用せるシヤ断器のモデルと特性

実験には1)で述べたものと同様の絶縁物ノズル、固定電極を有する小型の空気シヤ断器

モデルを使用した、供試器の $\bar{\theta}$, \bar{N} , \bar{S}_0 , $\bar{\alpha}$, V_a は次のようである。

$\bar{\theta}$: 3.3 節に示したように、理論値と実験値とは非常によく一致し、実験に供した小型の空気シャ断器ではノズルの形状によつて異なるが $0.6 \sim 1.2 \mu$ 秒である。

\bar{N} : 流しカメラによる最少断面近傍のプラズマ粒子速度の測定結果と一次元流として計算した

$(q/q_0)(P_0^{-1}) \cdot (dP/dx)$ の値から

$$\bar{N} = -q_0 P_0 \int_0^{\ell} \frac{q}{q_0} \frac{1}{P_0} \frac{dP}{dx} \cdot dx$$

(こゝに P_0 は貯気槽圧力である)

を求めるとノズルの形状によつてことなるが 7.5 ないし 110 KW という値が得られる。

\bar{S}_0 : 前述のように最少断面の大きさ、極間容量の大きさなどによつてことなるが、実験に供した小型のシャ断器では極間容量が 2000 pF 以下の場合には、半径は平均して大体 1 mm 程度、 10^4 pF 以上の場合には平均して 1.5 mm 程度である。

$\bar{\alpha}$: 最少断面より下流部分もシャ断性能にかなり大きな影響を与えるので、下流部分における負の値をも考慮に入れると Cassie が最少断面より上流の部分のみを考慮して計算している値よりかなり小さく $\bar{\alpha} = 0.05 \bar{\theta}^{-1}$ 程度の値である。

V_a : (3.28) 式における $S(T_e)$, σ_e , h_e などの値が確かでないため計算により求める事はやゝ不確実である。実験の結果はこの程度の小型のシャ断器では $400 \sim 500 \text{ V}$ となつている。

(3) 残留電流波形の照合

キロメートル故障の際に発生する周波数が高く振巾率が低い再起電圧を与えた場合の零点近傍の電流電圧波形には非常に興味があるので、まずこれを取り上げる。

アークの微分方程式を回路方程式と組合せ、前述のように方程式および初期条件の基準化を行つて、電子管式相似型計算機を用いて計算を行つた。

第 3.4 表 に示す回路条件による実験結果とこれに対応する計算結果とを照合したものが第 3.27 図である。計算に用いたアーク動特性に関する諸常数は表示するように(2)に述べた代表的な値を採用している。

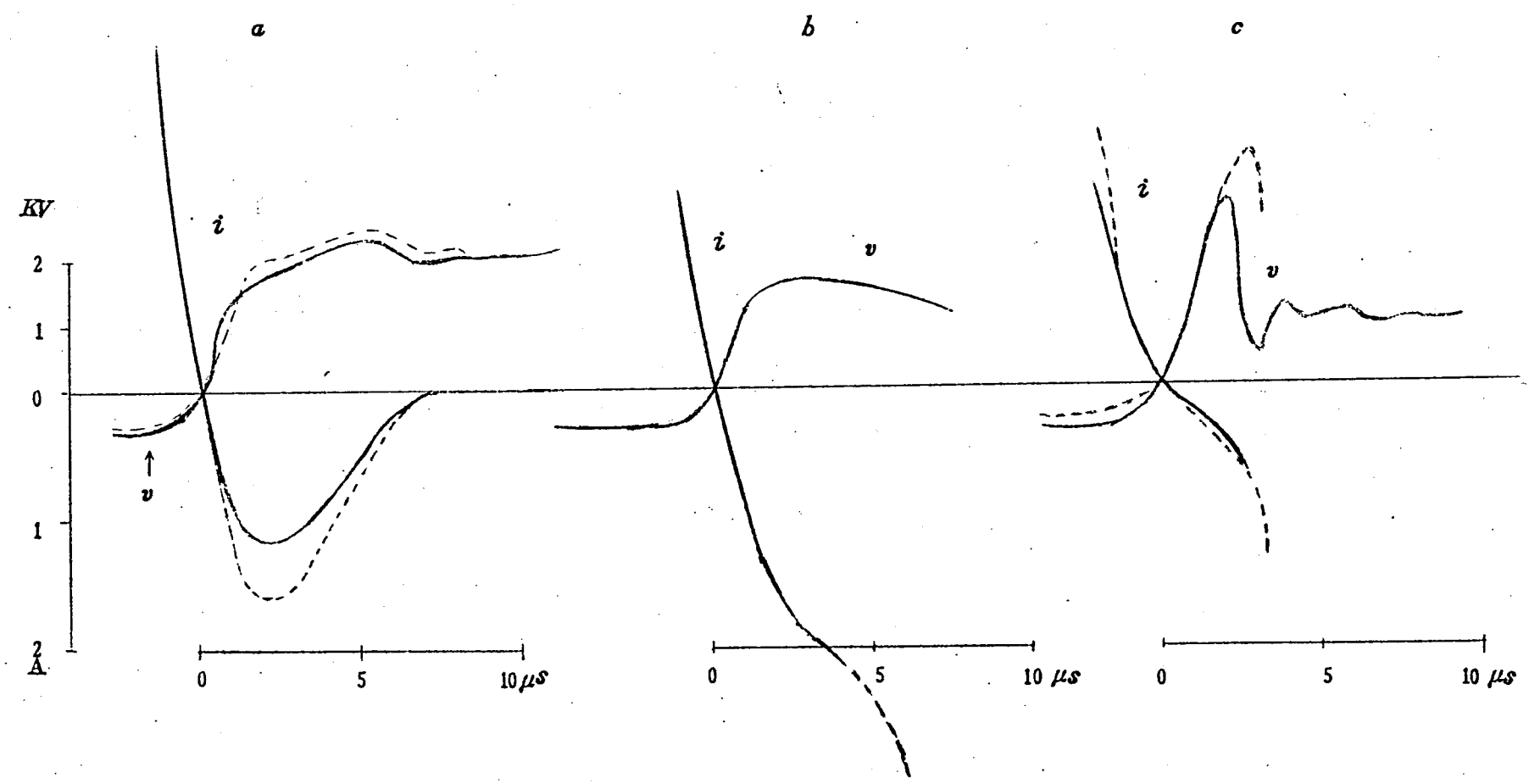
いずれの場合も実験と計算との照合は非常に満足すべきものである。

(4) アーク振動が発生する場合に対する照合

外部回路の条件が適当にえらばれて、シャ断器極間容量とアーク抵抗とにより定まる時

第 3.2.7 図 電流，電圧波形の計算と実験との照合

—— 実 測 値
----- 計 算 値



第 3.4 表 第 3 図に示した計算に使用した常数

		a 図 の 場 合	b 図 の 場 合	c 図 の 場 合
回 路 条 件	L_e	1 m H	1 m H	2 m H
	C_e	1 2 0 p F	1 2 0 p F	1 2 0 0 p F
	E	2 K V	2.5 K V	2 K V
計 算 に 使 用 し た 数	$\bar{N} \bar{S}_0$	4 K W	3 K W	2 K W
	$\bar{\theta}$	1 μ sec	1 μ sec	1 μ sec
	V_a	5 0 0 V	5 0 0 V	5 0 0 V
	$\bar{\theta} \bar{\alpha}$	0 . 0 5	0 . 0 5	0 . 0 5
	$\pi(V_a/E)$	0 . 2 5	0 . 2 5	0 . 2 0

定数が、アークの時定数 $\bar{\theta}$ に近づくとも一種の共振に似た現象を呈してアーク振動が発生する。

これはシヤ断器のシヤ断能不能には直接関係はないが、アークの過渡現象に固有な現象であり、動特性方程式の正確さの測度となるので、こゝに特に取り上げて説明する。

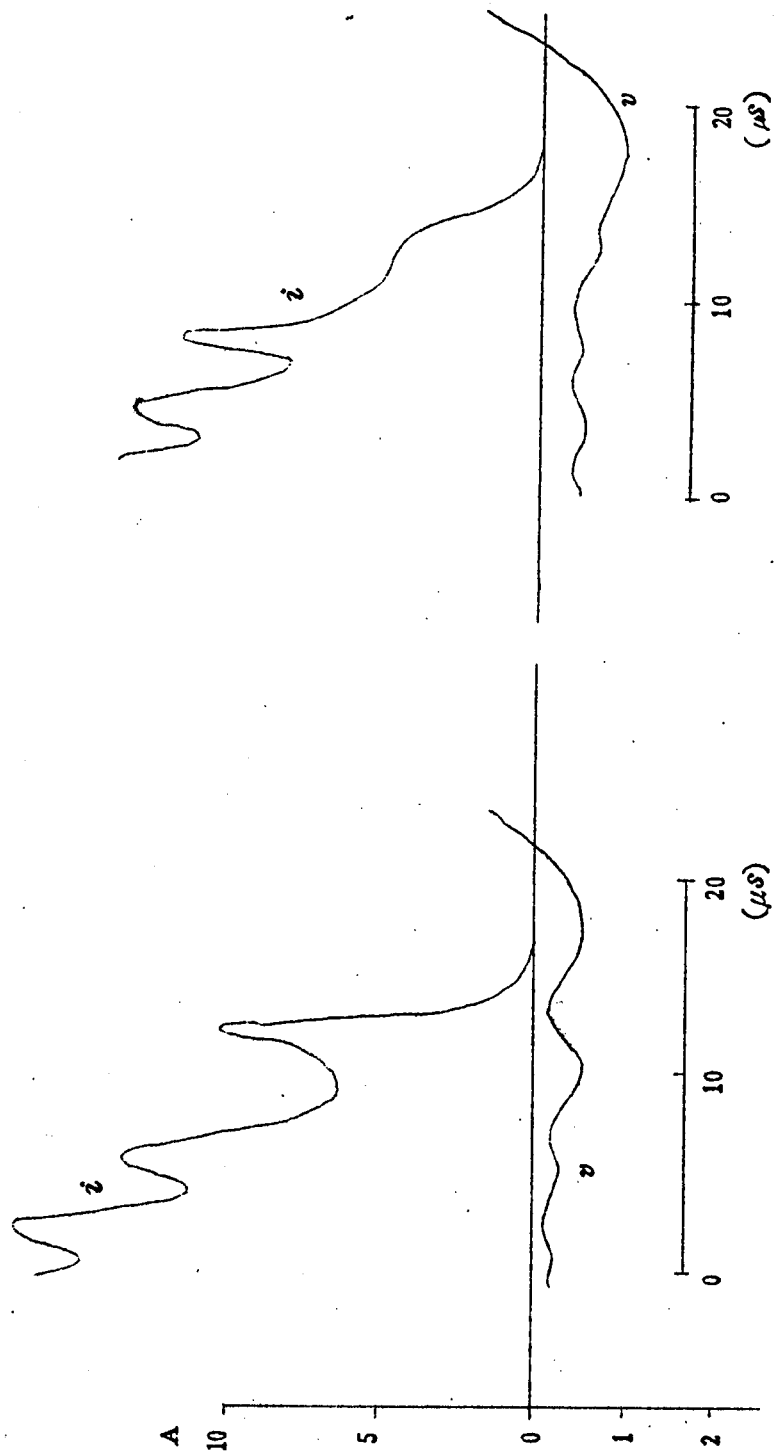
(a) 電流零点前に発生するアーク振動

シヤ断器の極間容量が比較的大きい場合、第 3.2 8 a に示すように、電流零点前にアーク振動が発生することがある。第 3.2 8 図は $E = 10 \text{ K V}$, $L = 8 \text{ m H}$, $C_e = 1.8 \times 10^4 \text{ p F}$ の場合に発生したアーク振動の 2 種のオシログラムを示したものであるが、同一の試験条件でも振動の様相は異つている。

小電流においてアーク振動が生じることはよく知られているが、単なる Mayr の模型によつて与えられる振動の様相は第 3.2 8 図 a のものとはかなり異つて、むしろ振動の振幅が時間と共に増大する傾向を持つており、⁽⁷⁾⁽²⁴⁾ 実測波形に対しては (3.15) 式に示したアーク半径の変化をも考慮に入れた動特性によつてはじめて満足すべき説明が与えられるように思われる。すなわちアーク動特性 (3.15) 式と回路方程式 (3.21) 式とを組合わせ、アーク断面積 δ あるいはアーク電圧 v に電流零点前において、あるじょう乱を与えると、オシログラムとよく一致した波形が計算される。

第 3.2 8 図 a の実験条件に対応した回路常数を用い、アークの特性常数には実験結果ならびに理論的推定から妥当と思われる値として、 $\bar{N} \bar{S}_0 = 7 \text{ K W}$, $\bar{\alpha} \bar{\theta} = 0.05$,

第 3.2.8.a 図 アーク振動の実測波形

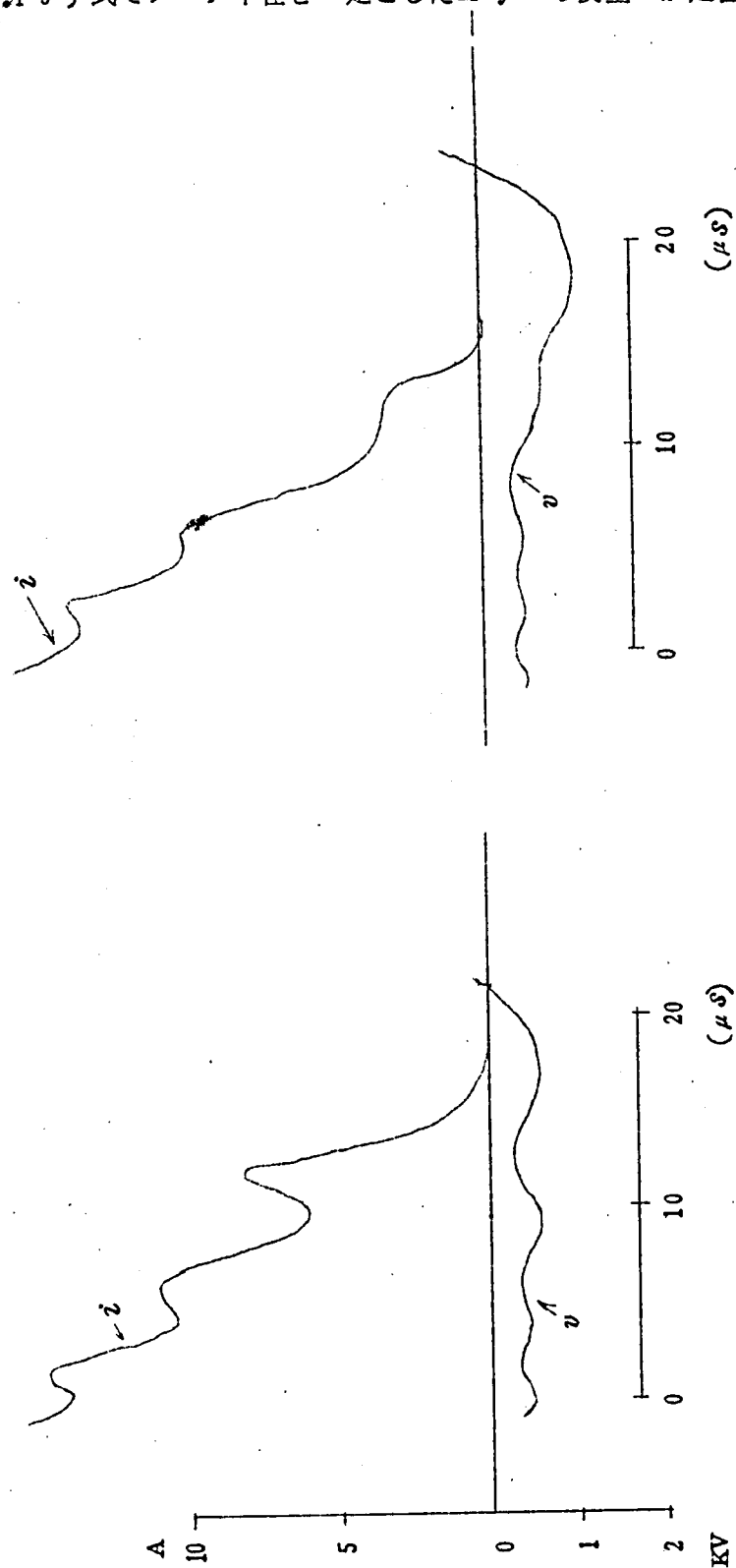


$\bar{\theta} = 0.7 \mu s$, $V_a = 500 V$ を用いて計算した波形が第 3.2.8 b 図である。実験と対応して v の初期条件にそれぞれ V_a とは少し異なる二つの値を与えた場合を示しているが、実験結果との合致は充分満足すべきものであることが示されている。

(3.15) 式の動特性表示が、そこで $\bar{\alpha} \bar{\theta} = 0$ としたいいわゆる May r の模型よりもさらに合理的なものであることがうかがわれるであろう。

(b) 電流零点後に発生するアーク振動

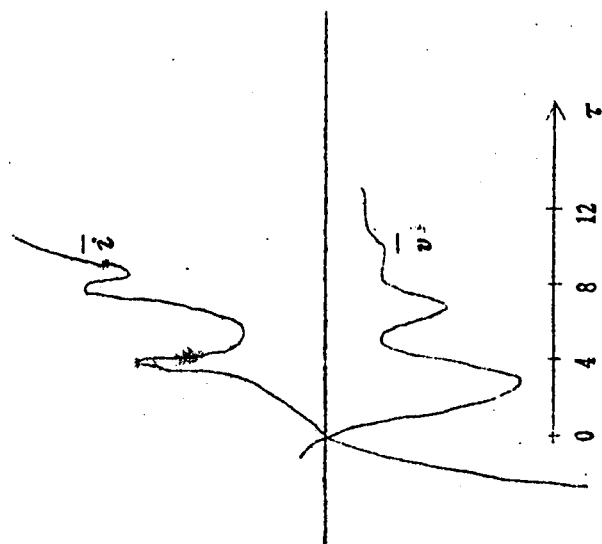
電流零点後において、熱破壊を伴ってアークが継続する場合にも、ある条件では電流電圧に振動を伴う。この場合には最終的にはアーク半径の増大を伴うものであり、近似化した(3.15)式のみから計算することはできないが、零点直後の短い時間範囲のみについては、(3.15)式でアーク半径を一定としたMayrの模型⁽²⁾が定性



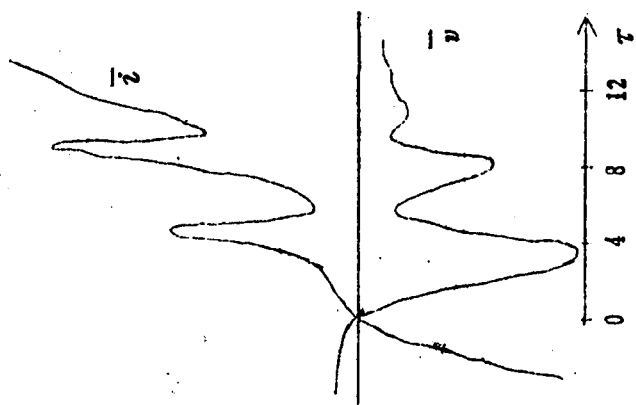
第3.28.b図 零点前のアーク振動の計算波形

的に現象を説明する。第3.2.9図は前述のような基準化したパラメータを用いて計算された波形の三つの例を示したものであり、第3.3.0図は実験の結果えられたオシロ

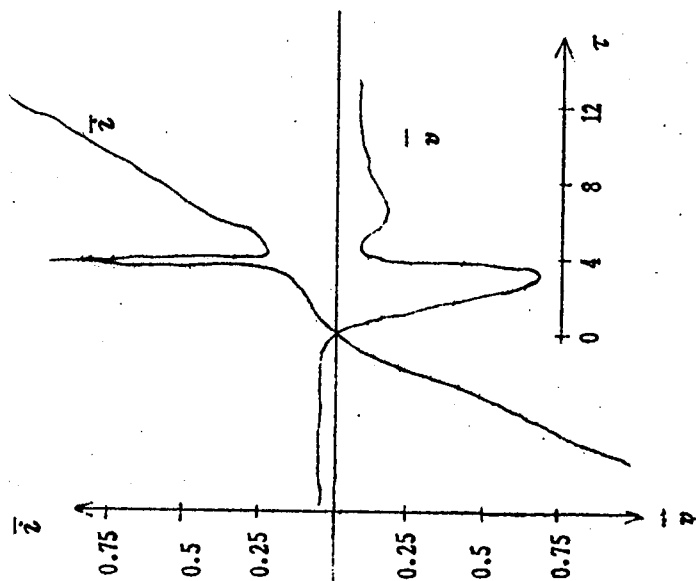
c $\eta = 0.25$
 $\beta = 1.0$
 $\xi = 0.8$



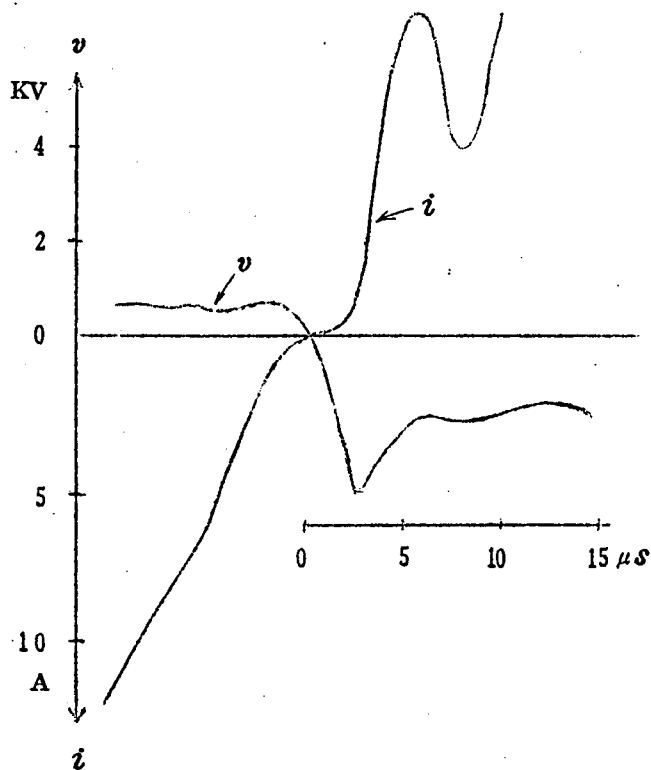
b $\eta = 0.2$
 $\beta = 1$
 $\xi = 0.62$



a $\eta = 0.1$
 $\beta = 0.2$
 $\xi = 0.3$



第3.2.9図 電流零点後に発生するアーク振動の計算
 (基準化した変数を使用している)



第 3.3 0 図 零点後のアーク振動の実測波形

グラムの一例で、 $E = 10 \text{ KV}$,
 $L = 7 \text{ mH}$, $C_e = 2 \times 10^3 \text{ pF}$
 の回路条件でえられたものである。
 振動発生条件が極わどいたために、
 実験と完全に対応した計算を実施
 することが困難であつたので、独
 立にパラメータを用いて計算した
 結果から振動波形の例を示すにと
 どめたが、少くとも適当な条件を
 与えた場合に、零点直後に発生す
 るアーク振動が実験の結果からも
 あるいはまた計算結果からも確認
 できたことには重要な意味がある。

3.5 空気シヤ断器のキロメートル故障に対する動作

3.4 節で理論的推定し、実験的に確認したアーク動特性式を用いて、キロメートル故障（第 4 章参照）の際に発生するような周波数が非常に高く振巾率が低い再起電圧を与えた場合のシヤ断器の動作について論じ、前節で考察したシヤ断器アークの特性を決定するパラメータが判明すれば、従来その推定がもつとも困難とされていたこの種の故障に対するシヤ断器の動作を計算から推定することが可能であることを示すとともに、この種の回路条件に対してはアーク動特性がシヤ断能否の決定に極めて重要な役割を有していることを明らかにする。

3.5.1 シヤ断限界の計算

前述のように動特性式（3.15）式を用い、第 3.24 図の回路について計算した電流電圧波形はキロメートル故障の際に出現する極端に振巾率および固有周波数のことなる複周波数回路における零点近傍の電流電圧波形をもかなりよく表現できる。そこでこの計算式から熱的破壊にもとづくシヤ断器のシヤ断能不能の限界点を求めることが可能である。

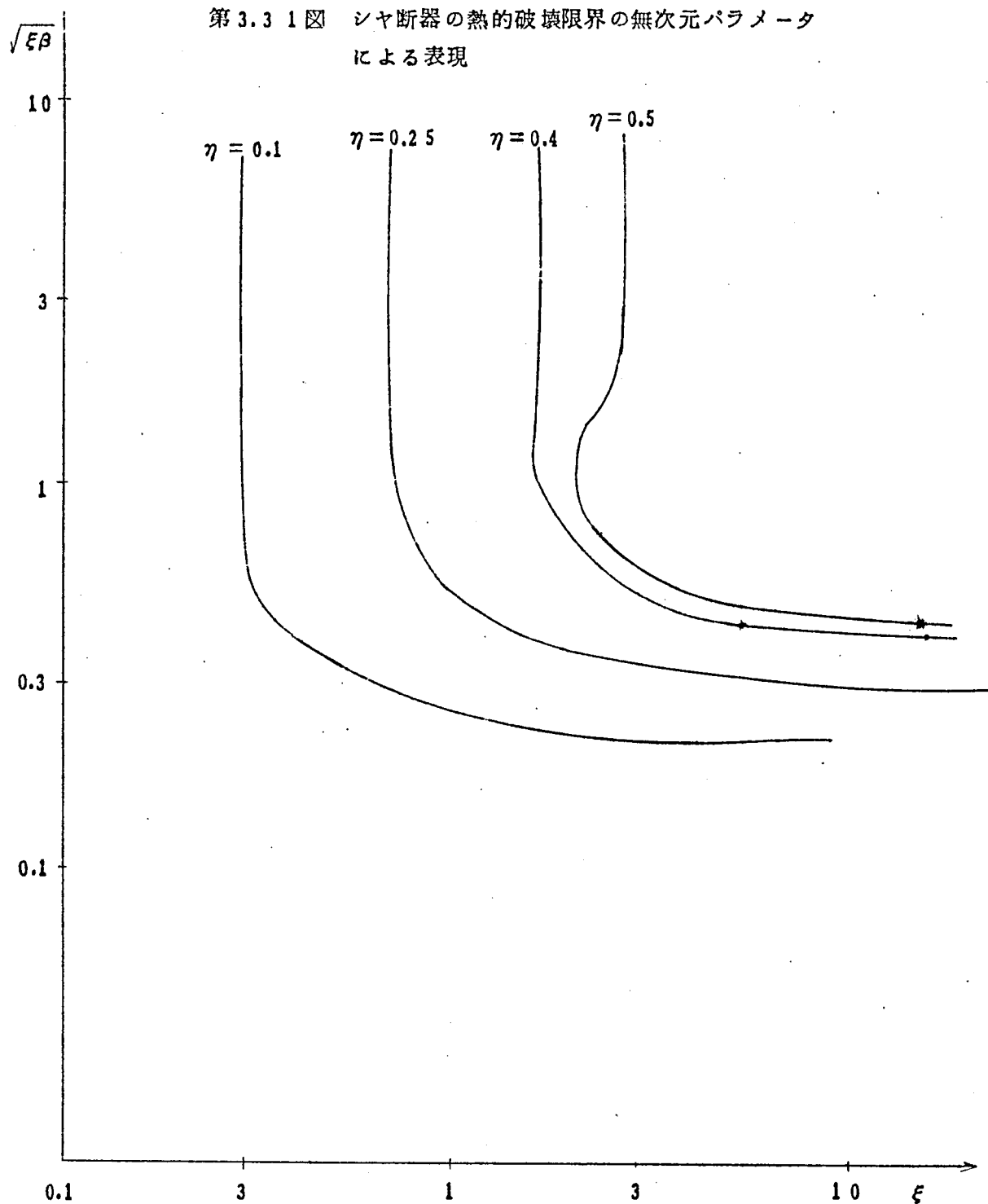
計算機による計算は(1)で述べたような基準化した係数

$$\eta = V_a / E$$

$$\beta = \bar{\theta} \bar{N} S_0 / 2 C_0 (E + V_a) V_a$$

$$\xi = 2 (E + V_a) V_a \bar{\theta} / L_0 \bar{N} S_0$$

第3.3 1図 シヤ断器の熱的破壊限界の無次元パラメータによる表現



の三つを用いて行つたが、第 3.3 1 図は η をパラメータとしてシャ断限界点の ξ と $\sqrt{\xi\beta}$ との関係を示している。キロメートル故障を第 3.2 5 図 b の集中常数回路で近似した場合、さらに第 3.2 5 図 c の集中常数回路で近似した場合短絡電流の実効値 I , 高周波振動の周波数 f_H , 振巾 E_H と集中回路の常数および電圧とは周知のように次のような関係を有している。

$$f_H = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_2 C_2}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{Le Ce}}$$

$$E_H = \frac{L_2}{L_1 + L_2} (E_m + V_a) - V_a \div \frac{L_2}{L_1 + L_2} E_m - V_a = E$$

$$\sqrt{2} I = \frac{E + V_a}{\omega_0 L_2} = \frac{E + V_a}{\omega_0 Le}$$

こゝに ω_0 は商用周波数に対応する値である。

そこで $\sqrt{\xi\beta}$, ξ および η は f_H , E_H , および I の関数として与えられ

$$\sqrt{\xi\beta} = 2\pi f_H \bar{\theta}$$

$$\xi = \frac{2\sqrt{2} I V_a \bar{\theta} \omega_0}{\bar{N} S_0} \quad (3.28)$$

$$\eta = V_a / E_H$$

すなわち $\sqrt{\xi\beta}$, ξ および η はそれぞれ再起電圧の高周波振動周波数、短絡電流および高周波振巾を表現する量である。

3.5.2 線路途中故障を除去する場合にシャ断器が熱的破壊を起す限界

電気所から故障点までの距離を x km、系統の瞬時回復電圧を E_s , 電気所から系統を見たインダクタンスを L_s とすれば、高周波振動の周波数 f_H , 短絡電流の実効値 I , 高周波振動の振巾 E_H は周知のように次式で与えられる。

$$f_H = c / 4x \quad (3.29)$$

$$E_H + V_a \div \lambda x E_s / L_s + \lambda x \quad (3.30)$$

$$I = E_s / \sqrt{2} \omega_0 (L_s + \lambda x) \quad (3.31)$$

こゝに λ は送電線 km 当りのインダクタンスであり、 c は光速である。上式と (3.28) 式とから f_H , E_H および I を消去すれば $\sqrt{\xi\beta}$, ξ および η は次式のように表わされる。

$$\sqrt{\xi\beta} \div \pi c \bar{\theta} / 2x \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned}\xi &= 2 V_a \bar{\theta} \cdot E_s / \bar{N} \bar{S}_0 (L_s + \lambda x) \\ \eta &= 1 / \left(\frac{\lambda x}{V_a} \cdot \frac{E_s}{L_s + \lambda x} - 1 \right)\end{aligned}\quad (3.32)$$

上式から x を消去すれば、 η をパラメータとし $\sqrt{\xi \beta}$ 、 ξ を変数として系統の特性が次式のように表現される。

$$\sqrt{\xi \beta} / \xi = A \eta / (\eta + 1) \quad (3.33)$$

こゝに

$$A = \frac{\pi \lambda c}{4} \cdot \frac{\bar{N} \bar{S}_0}{V_a^2} (= 2.95 \times 10^3 \frac{\bar{N} \bar{S}_0}{V_a^2})$$

上式と第 3.3 1 図の関係とを利用して η を消去すれば、シャ断器が線路途中故障を除去する能力すなわちサーチインピーダンスが線路のそれに等しい回路を除去する能力を A をパラメータとして $\sqrt{\xi \beta}$ 対 ξ グラフ上で表現することができる。第 3.3 2 図は

$$A = 2, 1, 0.6, 0.4, 0.2$$

の場合の熱的破壊限界を ξ 、 $\sqrt{\xi \beta}$ グラフ上で表現したものである。

3.5.3 キロメートル故障に対する系統特性とシャ断能力との比較

(3.29) および (3.31) 式から x を消去すれば、母線の短絡電流をパラメータとした系統の特性は次式で与えられる。

$$I = I_B \cdot f_H / (B I_B + f_H) \quad (3.34)$$

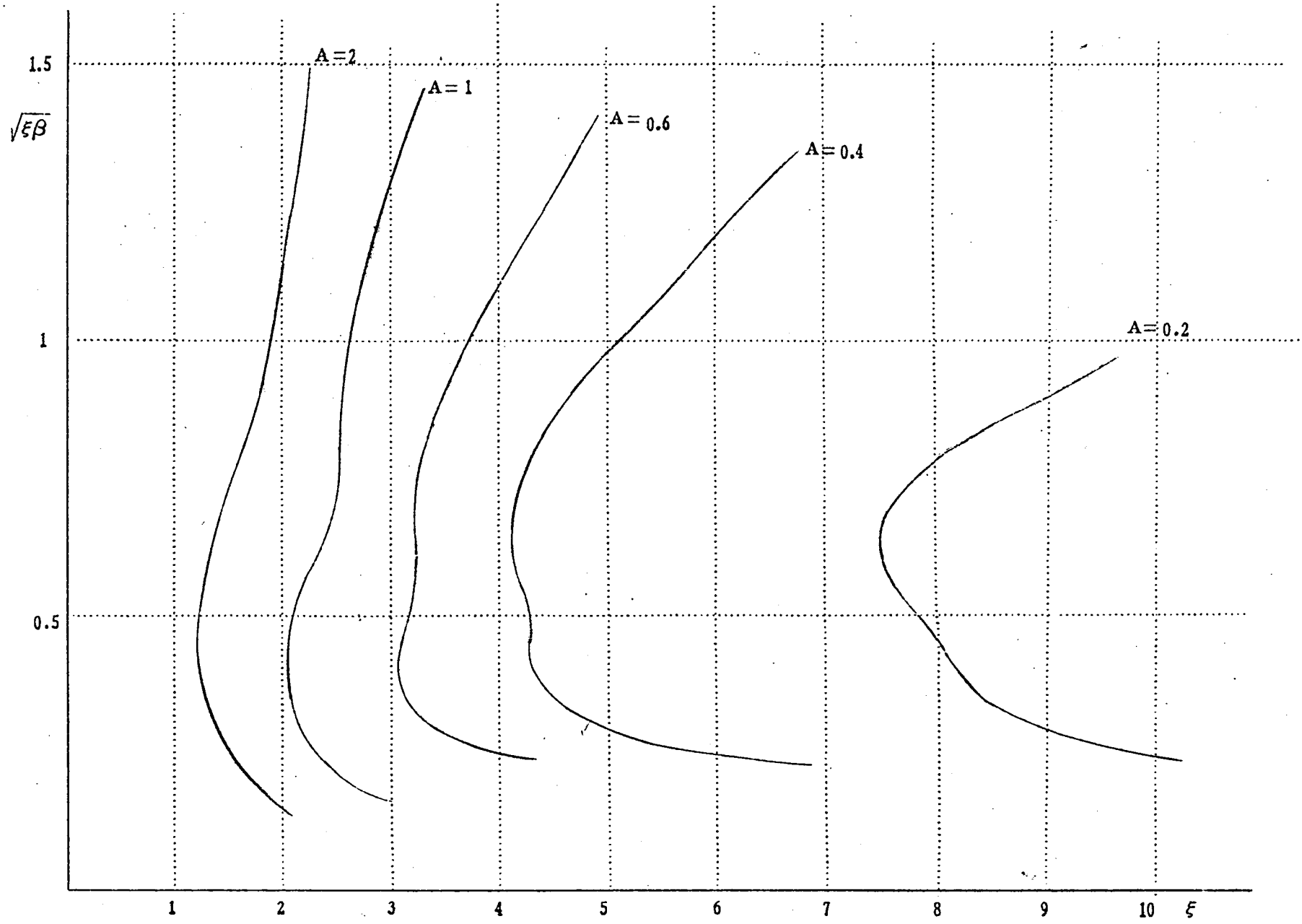
こゝに I_B は母線の短絡電流であり、

$$B = \sqrt{2} \omega_0 \lambda c / 4 E_s \quad \text{である。}$$

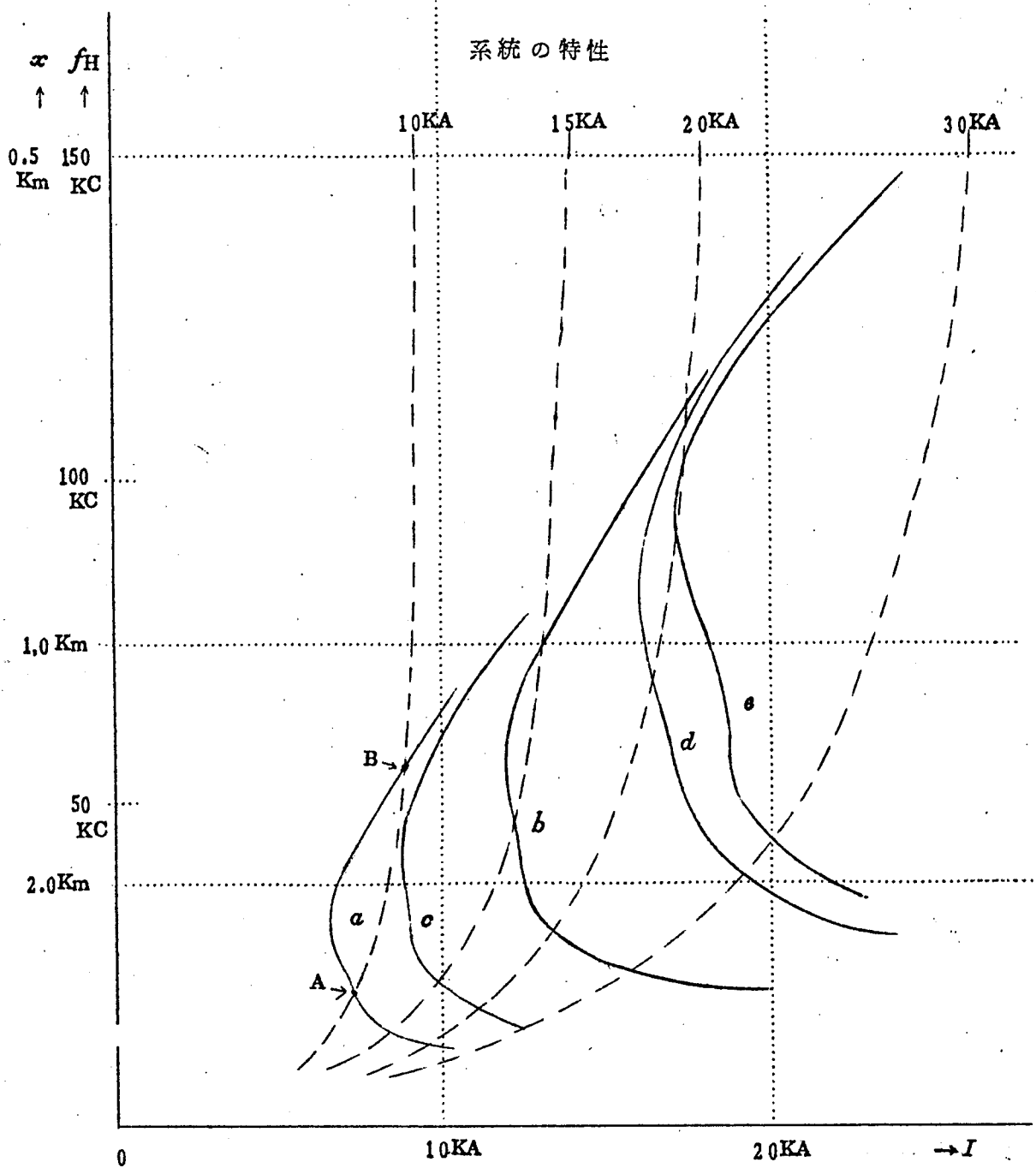
(3.34) 式に示した系統特性と第 3.3 2 図に示したシャ断器のシャ断能力とを直接比較すれば、その系統に接続されたシャ断器がキロメートル故障に対して熱的破壊を起すかどうかを判定することができる。

第 3.3 3 図は一例として電圧 84 KV の系統特性と各種のシャ断能力を有するシャ断器の熱的破壊限界とを短絡電流対再起電圧周波数グラフ上に示したものである。

図において実線 a , b , etc はそれぞれ第 3.5 表に示すような性能を有するシャ断点が 2ヶ直列に接続された場合の熱的破壊限界を示したものである。例えば a 曲線に示す性能を有するシャ断器で母線短絡容量 10 KA の電気所のキロメートル故障を除去する場合、危険範囲すなわちシャ断器が熱的破壊を生じる範囲が A 点から B 点にわたっていること、換言すれば B 点より線路が短くなり周波数が高くなると大きな残留電流が流れるが振巾率が低くなるためにシャ断に成功し、逆に A 点より線路が長くなり周波数が低くなつた場合



第 3.3.2 図 線路途中故障を除去する場合のシヤ断器の熱的破壊限界



第 3.3 3 図 定格電圧 8.4 KV のシヤ断器の熱的破壊限界

にも、振巾率は高くなるが残留電流が小さくなるのでシヤ断可能となることを示している。

第 3.3 3 図から種々の重要な結論が得られるがそれらを例挙すれば

- (a) シヤ断器の特性を決定する 4 つのパラメータ V_a , $\overline{N\overline{S}_0}$, $\overline{\theta}$, $\overline{\alpha}$ が判明すれば、与えられた系統におけるキロメートル故障の場合の熱的破壊限界を計算から一義的に推定

第 3.5 表 適用シヤ断器の特性

	a	b	c	d	e
$\bar{\theta}$ (μs)	3	1.8	2.4	1.2	1.2
$\bar{N} S_0$ (KW)	1 1	2 2	2 2	1 1	2 2
V_a (KV)	2	2	2	2	2
$\bar{\theta} \alpha$	0.0 5	0.0 5	0.0 5	0.0 5	0.0 5

第 3.5 表 第 3 3 3 図の曲線 a, b, c , etc に対応するシヤ断器の 1 シヤ断点当りの特性

することができる。これらのパラメーターは前述のようにシヤ断器消弧室の設計からある程度推定することができるので、製品についての限界性能の推定も不可能ではない。またこれらの常数を設計から推定できない場合にも、等価試験などを用いて二三の回路条件での電流電圧のオシログラムを測定すれば、 V_a , $\bar{N} S_0$, $\bar{\theta}$, $\bar{\alpha}$ が求まるので、その結果を用いて広範囲の回路条件に対するそのシヤ断器の動作を計算から推定することができる。

- (b) V_a , $\bar{\theta}$, $\bar{\alpha}$ が同一でも $\bar{N} S_0$ が大きくなればシヤ断能力が増加することは明らかであるが、 V_a , $\bar{N} S_0$ が同一の場合でも $\bar{\theta}$ が小さくなればシヤ断能力はいちぢるしく増加する。
- (c) シヤ断能不能は電圧零点後の電流の消長、すなわち残留電流の消長によつて左右されるので、キロメートル故障に対するシヤ断能力を試験場で検証する場合には、必ず再起電圧回路のサージインピーダンスを線路のそれと等しくしなければならない。
- (d) 危険範囲すなわち熱的再点弧が生じる範囲は、電気所からある一定の距離のところにある一定の範囲もつて存在するので、実際の線路を用いてシヤ断能力を検証する場合でも、少くとも数点でシヤ断能不能を検証する必要がある、線路長としては少くとも 1.5 ないし 2 km 以上を必要とする。
- (e) 母線の短絡容量の増加と共に苛酷度が急激に増加するので c , d , e に示すような強力なシヤ断能力を有するシヤ断器でも母線短絡容量が 30 KA 以上 (電圧 84 KV の場合) になるとシヤ断が非常に困難となる。

3.6 その他のシヤ断器の消弧特性

3.6.1 放出形ヒューズの消弧特性⁽⁸⁹⁾

放出形ヒューズとはファイバ円筒内に可溶片を取めたものであつて、アークがファイバを加熱する結果生じる強力なガス放出を利用して消弧を行なう消弧装置である。

したがつて通常の気中消弧現象とは消弧過程がやゝことなるが、前述のエネルギー平衡期間が空気シヤ断器に比してかなり長時間にわたつて出現するという興味ある特性を有している。

供試器としては定格電圧 6.6 kV、定格シヤ断電流 2,500 A のものを選んだ。試験方法としては電流一定のまま、種々の回復電圧および再起電圧を与えることが容易な合成等価試験方法(第 3.1.4 図参照)を用いた。

(1) 実験結果

a アーク期間

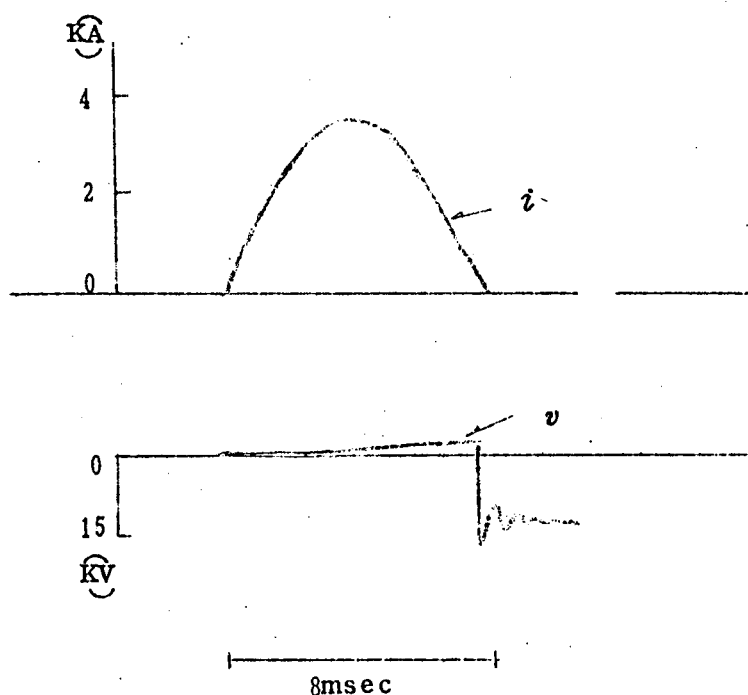


図 3.3.4 は長時間記録オシログラムによる測定結果である。可溶片が溶断し、ファイバからの気体放出が強くなるにつれてアーク電圧が上昇して行くが、電流の波高値を経過するとともにアーク電圧の上昇率は減少し、最後の 1/8 サイクル(60 c/s ベース)程度の時間的位置で上昇は停止する。この期間におけるアーク電圧は空中自然アークに比してかなり高く、2~3 kV 程度である。

第 3.3.4 図 電力ヒューズ試験の長時間記録オシログラム

b 零点近傍の現象

試験回路の回復電圧を供試器の定格電圧より高く取り、再起電圧の周波数をいろいろと変化してエネルギー不平衡による再点弧をよび純粹の絶縁破壊による再点弧を生じさせ、そのときに生じる零点近傍の現象を観測した。

第 3.3 5 図(a)は再起電圧の周波数が早い場合に生じる熱的再点弧の場合の電流電圧のオシログラムである。零点近傍で電流はなめらかにつながり、電圧も再点弧点でなめらかに徐々に下降している。

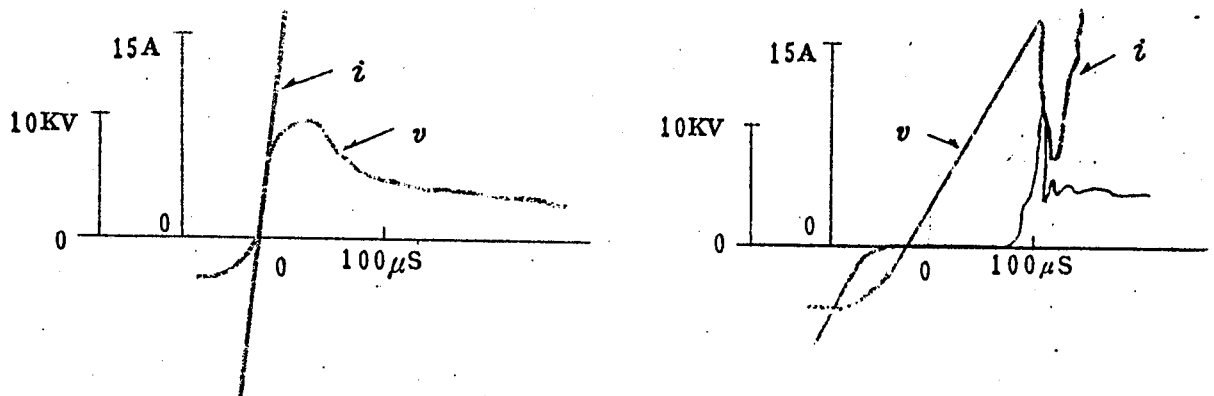
図 3.3 5(b)は再起電圧の周波数が比較的低い場合に生じる純粹の絶縁破壊による再点弧の典型的なオシログラムである。

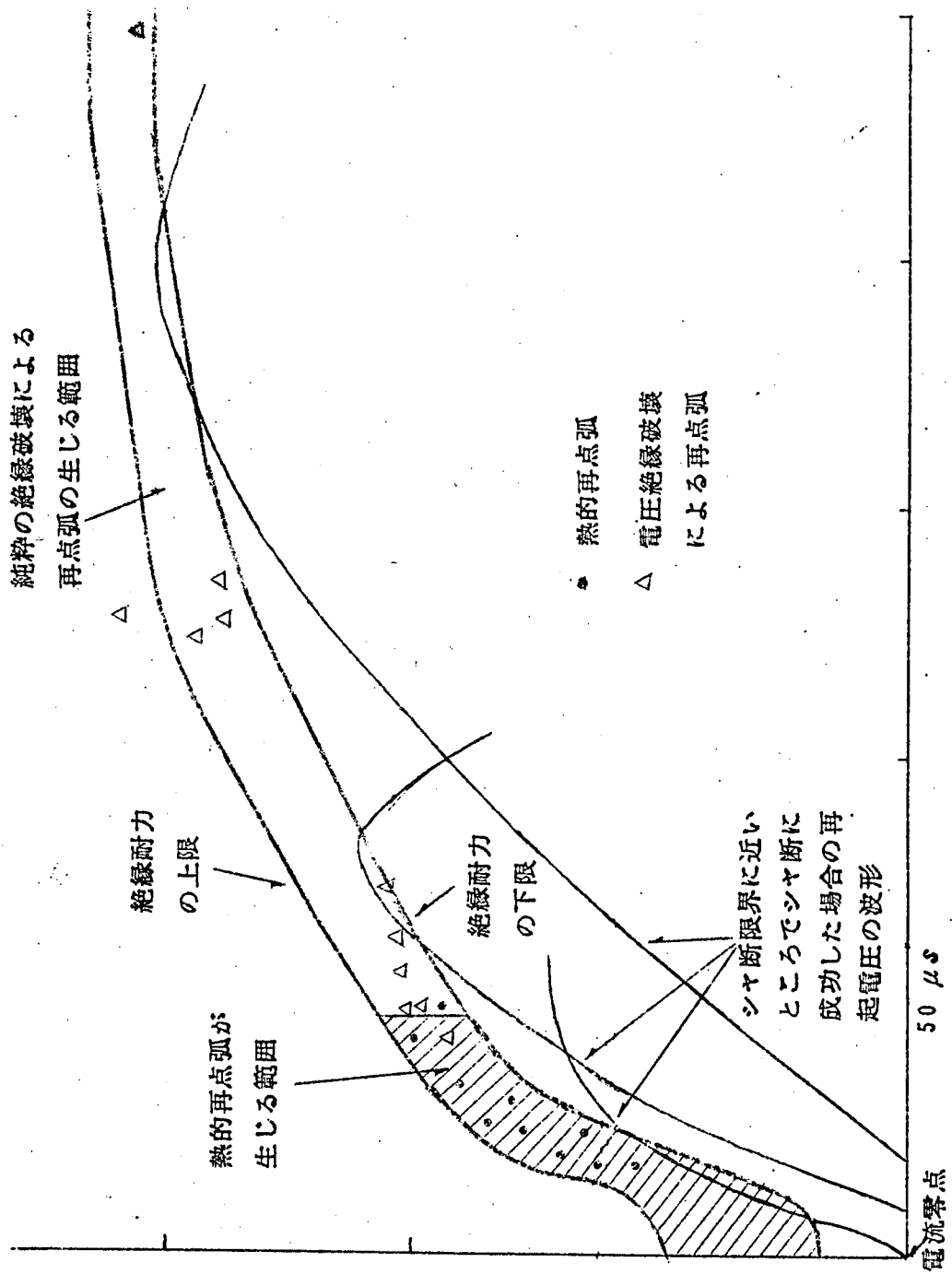
空気シヤ断器の場合と同じく電圧零点前に電流が急激に減少し、電圧零点をはさんでしばらく電流の零休止が生じる。再点弧点での電流の上昇、電圧の下降は非常に急激である。

図 3.3 6 はこれらのオシログラムから得た絶縁耐力回復曲線である。実験結果にはかなりのバラツキがあつたが 90% 以上の結果は図の二つの曲線の間におさまっている。なお図の斜線を施した部分はエネルギー不平衡による(熱的)再点弧が生じる範囲であり、斜線を施してないところは純粹の絶縁破壊が生じる範囲である。比較のためシヤ断に成功した場合の再起電圧の波形も同図に示してある。図に示すように、零点後約 50 μ 秒以内の短時間に再点弧点にまで電圧が上昇する場合にはエネルギー不平衡による再点弧が生じ、それ以後では絶縁破壊による再点弧が生じる。

図 3.3 7 はヒューズがシヤ断に成功した場合に流れる残留電流を示したものである。同図(a)は再起電圧の周波数が 40 kc の場合の残留電流のオシログラムであり、同図(b)は固有周波数 9.5 kc の再起電圧、シヤ断能力の限界に近い回復電圧を与えた場合の残留電流のオシログラムである。このように非常に大きな残留電流が流れなおかつシヤ断に成功する場合がしばしばある。

第 3.3 5 図 電力ヒューズの再点弧のオシログラム

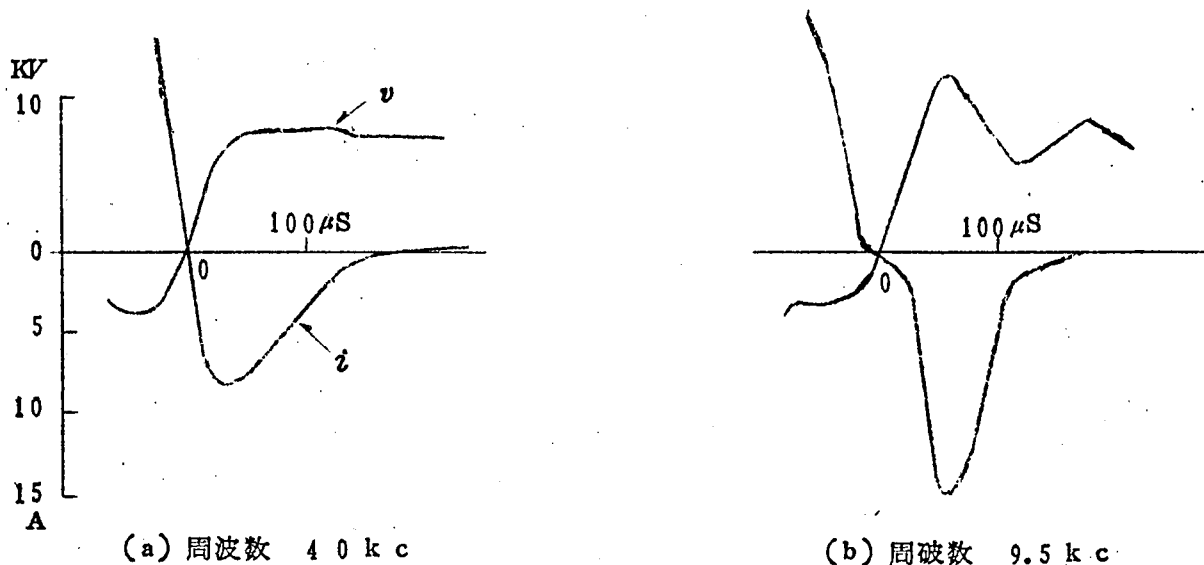




第3.3.6図 電力ヒューズの絶縁耐力の回復

(2) 実験結果の検討

一種の自力形であるため可溶片の溶断直後は電流の増加とともにアーク電圧は上昇する。
しかしある程度以上の電流になるとファイバからのガス放出が飽和するので電圧が電流



第3.3.7図 残留電流の オシログラム

に無関係な平たん特性があらわれる。アーク電圧は高く2～3 kVである。

電流が減少し零点に近づくと、大電流期間からエネルギー平衡期間への転移が行なわれるが、空中自然アークや空気シャ断器と異なり、100 A程度のかかなり大きい電流値のところで転移が行なわれるようである。エネルギー平衡期間における動特性はやはり Mayr の模型で近似することができる。残留電流の波形、零点近傍で電流がなめらかに続くときの電圧波形⁽⁶²⁾などから Mayr の模型で近似した場合の定数を概算すれば $\theta = 20 \sim 30 \mu\text{s}$ 、 $N = 100 \sim 200 \text{ kW}$ である。

空気シャ断器に比して時定数が大きいのでエネルギー平衡期間は非常に長く、その結果電流零点約50 μs の時間的位置までは熱的再点弧が生じる。それ以後の再点弧は大体純粹の絶縁破壊による再点弧であり、この場合電流はいつたん電圧零点前に減少し、再点弧までにはかなりの零休止があらわれる。

周波数が10 k c以上の再起電圧を与えた場合には残留電流のために再起電圧が固有の波形から大きく変歪する。その結果振幅率が小さくなるので固有周波数が高いほうが回路の苛酷度が低くなる可能性もあることは注目に値する事からである。

3.6.2 磁気吹消シャ断器の消弧現象

電流による磁界でアークを消弧板間隙中に駆動して冷却消弧するシャ断器である。ほとんど純粹の伝導冷却機構にもとづいて消弧が行なわれるシャ断器として古くから注目さ

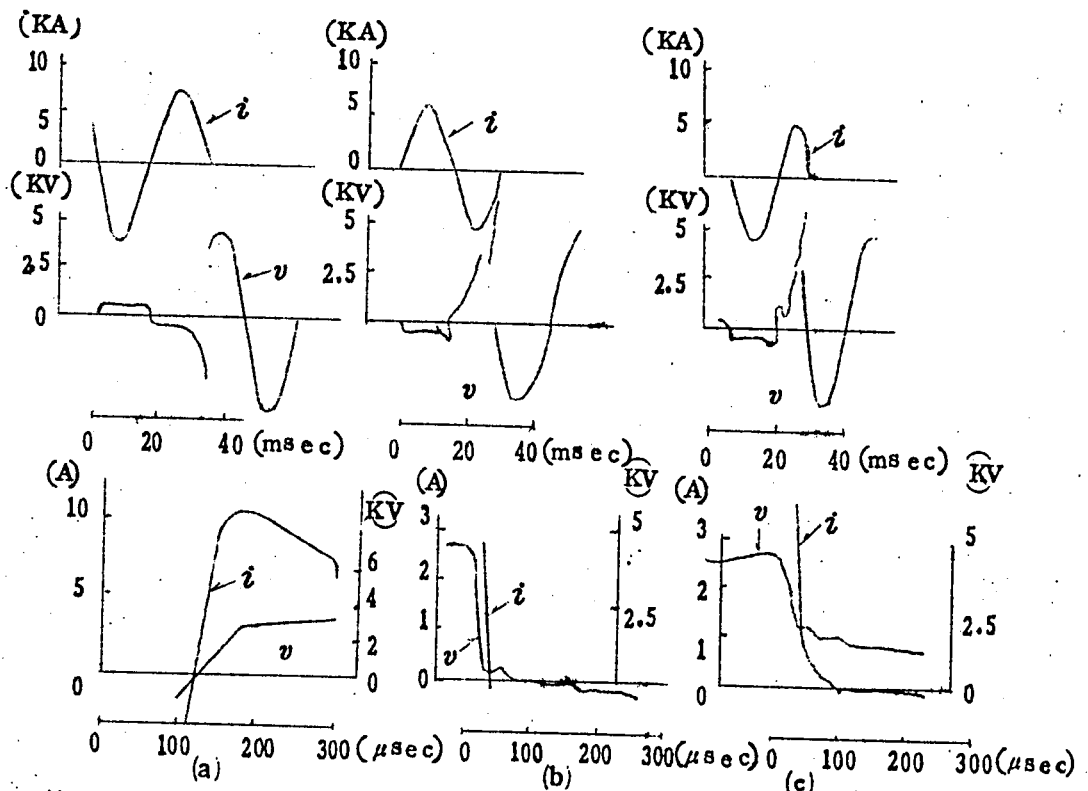
れ、その消弧現象については各種の報告⁽⁶³⁾⁽⁶⁹⁾⁽⁶⁸⁾があるので、ここでは簡単な説明を行なうにとどめる。

(1) 実験結果の一例

一般にこの種のシヤ断器では回復電圧に比してアーク電圧が非常に高い。とくにアークが消弧板間隙の奥へと駆動された場合にはアーク電圧は回路電圧と同程度あるいはそれ以上に上昇する。このアーク電圧のために回路の力率が大きく変化するので、シヤ断時の端子間電圧および電流波形には図 3.3 8 に示すような三つの形式のものが存在する。

同図(a)はアークが消弧板の奥へと駆動されないうちに通過した電流零点で消弧が行なわれた場合であつてアーク電圧は比較的lowく、瞬時回復電圧はある程度の値を有している。そして電流零点後にはかなりの残留電流が流れ再起電圧は大きく変歪している。この残留導性に関しては Mayr の 模型によつてある程度表現できる。⁽⁶³⁾⁽⁶⁹⁾ 3.3 kV の製品についての実測例ではアークからの損失が 3.8 ~ 4.5 kW、時定数が 70 ~ 75 μ sec という値がえられている。⁽⁶³⁾⁽⁶⁹⁾

図(b)および図(c)は消弧板間隙の奥へとアークが駆動されないうちに通過した電流零点でシヤ断に失敗した結果、アークがさらに奥へと押し込まれてシヤ断が行なわれた場合



第 3.3 8 図 磁気吹消シヤ断器の場合の電流電圧のオシログラム

のオシログラムである。アークが奥へ駆動されるにつれてますます冷却力が有効に作用するのでアークからの損失が非常に大きくなる。そのためアーク電圧が電源電圧と同程度あるいはそれ以上となり、回路の力率が改善されて瞬時回復電圧はほとんど零に近いところまで(図b)あるいはアーク電圧と同極性になるまで(図c)シフトされる。

(2) 実験結果から得られる結論

上述の実験結果およびこれまでに得られている各種の実験結果から推定するとこの種のシヤ断器内のアークは次に示すようにノズル中のアークとは非常に異なる動特性を有している。

- a とくに電流がシヤ断される最後の半サイクルでは Cassie の模型で表現できるいわゆる大電流期間はほとんど存在しない。すなわちアーク柱からの損失とアーク柱への入力との競争によつてアーク柱のコンダクタンスが変化するエネルギー平衡期間が大部分を占める。
- b アークが消弧波の奥へ駆動されるにつれて、アークからの冷却が増加するだけでなくそれがアーク温度によつても大きく異なるので、アーク柱からの一定の損失、アーク柱の一定の時定数を仮定する Mayr の模型を用いてアーク期間全域にわたる動特性を表現することはできないが、たとへば電流零点近傍における短期間を取上げて考察すればある程度 Mayr の模型による近似的な表現が可能である。
- c アーク時定数が大きく(数十 μ 秒)、アーク柱からの損失も大きい(40 kW以上)アークである。とくに消弧板の奥へと駆動された場合にはアーク柱からの損失は数百 kW以上にもなる。
- d アーク時定数が非常に大きいため、ほとんどの再点弧はエネルギー不平衡(熱的)再点弧であり、純粹の絶縁破壊による再点弧はほとんど見当たらない。

3.6.3 油中自然アークの残留電流⁽⁷¹⁾⁽⁶⁸⁾

周知のように油入シヤ断器のアーク空間は、大電流期間中のアークエネルギーによつて、高分子量を有する炭化水素である油が分解した H_2 , C_2H_2 , C_2H_4 , CH_4 などの気体に構成されているような非常に複雑なアーク空間である。したがつて古くから存在する型のシヤ断器であるにもかかわらず、その定量的な解析は言うにおよばず、定性的な究明すら非常に困難であり、これを取り扱った研究結果の報告も極めて少ない状態である。⁽⁶²⁾

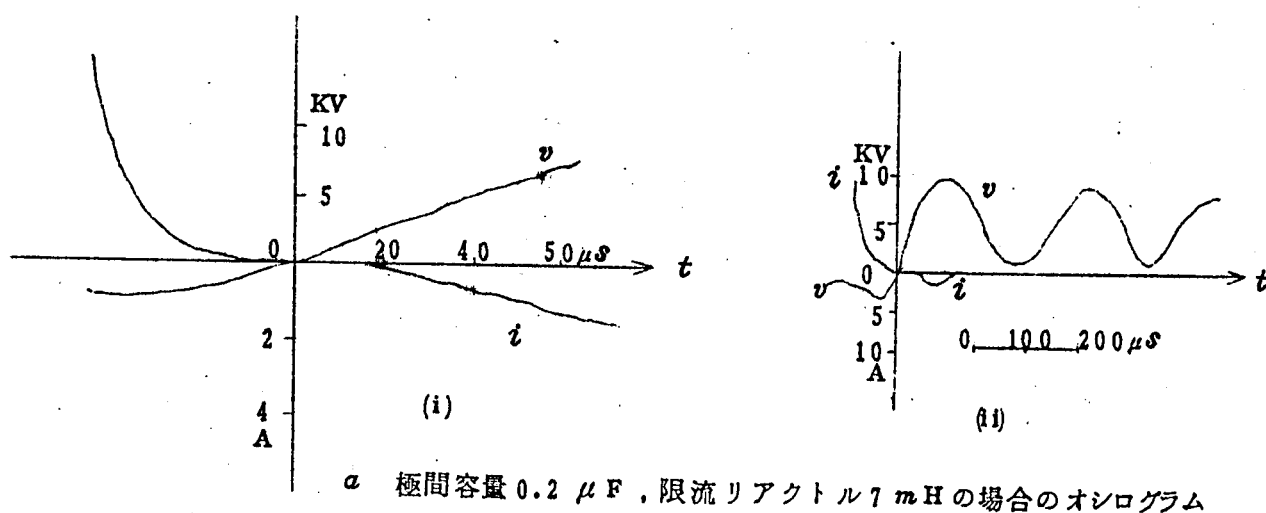
しかしながらアーク空間の現象的な研究はともかくとして、3.3 kVないし 6.6 kVの回路で使用される並切型シヤ断器で発生するアークは少くとも電極間からみる限りにおい

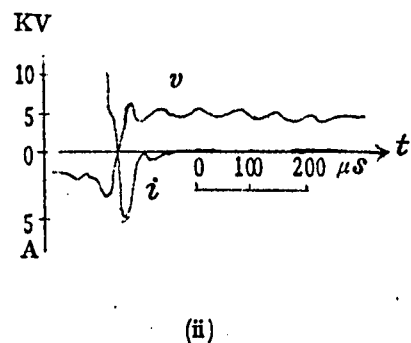
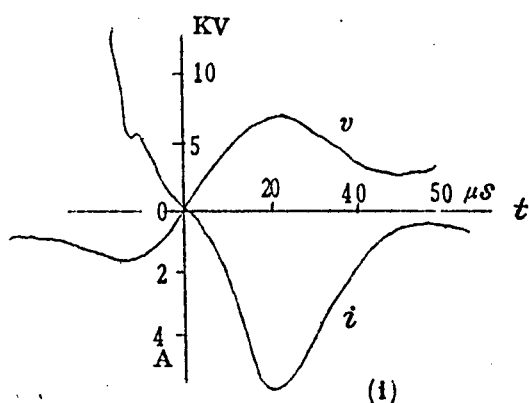
ては消弧の時定数が大きく、持続時間の大きい残留電流が流れるという興味ある特性を有している。

第 3.3 9 図は 3.3 kV の並切型油入シヤ断器で、3.3 kV の短絡発電機から流れる 1250 A 実効値の電流をシヤ断させた場合のシヤ断零点近傍のオシログラムである。a, b, c は極間容量がそれぞれ $0.2 \mu\text{F}$, $0.01 \mu\text{F}$, および 700 pF の場合の電流電圧波形であり、おのおのの場合について掃引速度のことなる二つのブラウン管装置で測定記録された波形が示されている。並切型シヤ断器のアーキでは、空気シヤ断器中のアーキに比して残留電流の持続時間が極めて長いこと、極間容量が $0.01 \mu\text{F}$ 程度の大きい状態でも、空気シヤ断器で観測された零点前の電流の急激な減少による零休止は認められず、零点で電流は連続的にけい続してかなりの残留電流が観測されること、極間容量 $0.2 \mu\text{F}$ 、再起電圧の周波数 4 kC という回路条件で、はじめて電圧零点前における電流の指数関数的な減少が生じ、いわゆる零休止があらわれるが、この場合にも再起電圧波高値の近傍で、再び顕著な逆電流が流れること、などがオシログラムから明らかにされている。これはこの種のアーキの時定数が極めて大きいことを示すものであり、a 図で認められるような電圧零点前の電流波形からアーキ時定数を推定した結果も $10 \mu\text{秒}$ 程度というかなり大な値を示している。

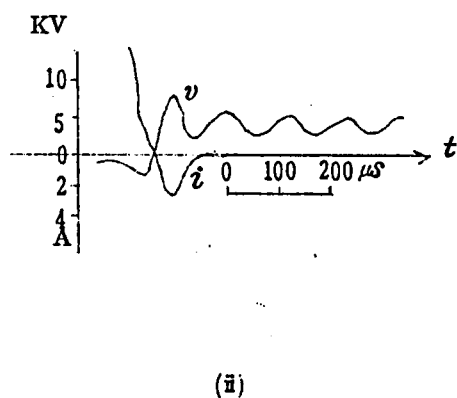
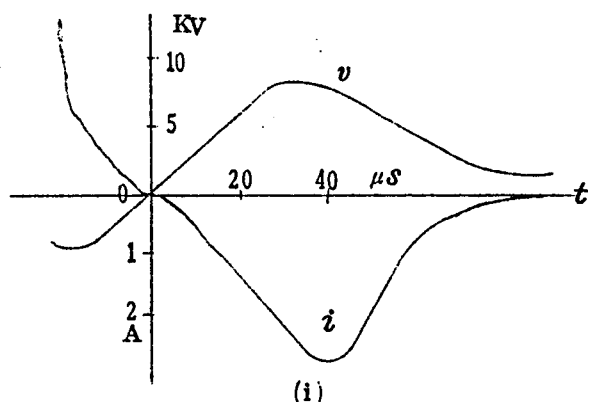
またこの種の数多くのオシログラムからアーキ損失を推定することによつて、損失 N は $N > 30 \text{ kW}$ というかなり大きな値をえている。

要するに並切型油入シヤ断器では、かなり低い再起電圧を有する回路条件でも、アーキ

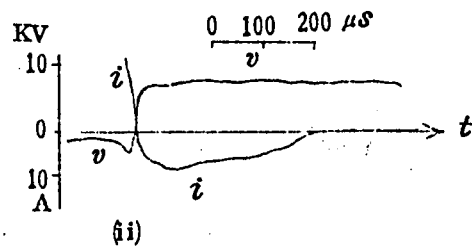
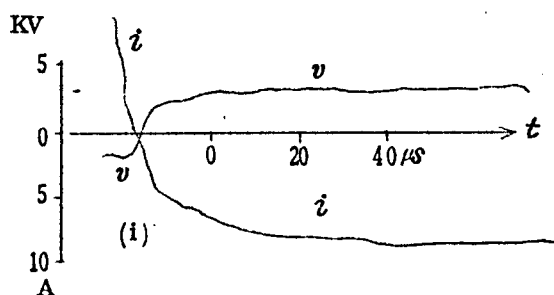




b-1 極間容量 10^4 pF、限流リアクトル 7 mH



b-2 極間容量 10^4 pF、限流リアクトル 20 mH



c 極間容量 700 pF、限流リアクトル 7 mH

第 3.3 9 図 種々の回路条件で流れる並切型油入シヤ断器の残留電流波形

(i)(ii) は掃引速度がことなる二つのブラウン管装置による同一現象の測定結果である。

柱えの入力とそれからの損失との間の競争によつてシャ断成否が決定されるというエネルギー平衡が、シャ断成否を支配する条件であることは明らかである。

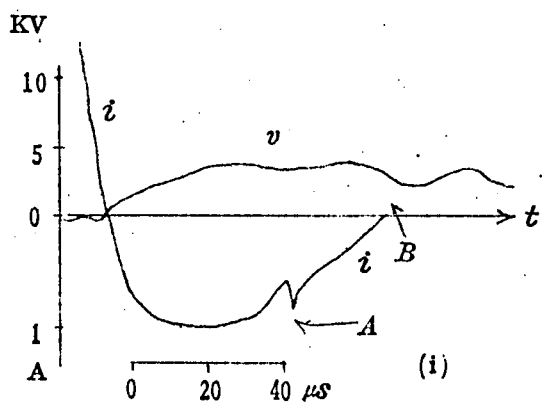
なお巧妙に設計された消弧室を有する油入シャ断では、全く様相が異なり、アーク空間の時定数はむしろ空気シャ断器よりも小さく、 $0.5 \mu \text{ sec}$ 以下であり、極めて高い周波数を有する再起電圧を与えても、残留電流は殆んど認められないという結果が得られているが、これについては第 10 章で説明する予定である。

3.6.4 SF_6 ガス中のアーク

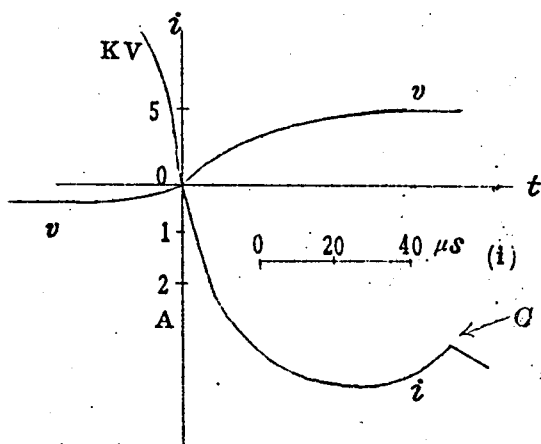
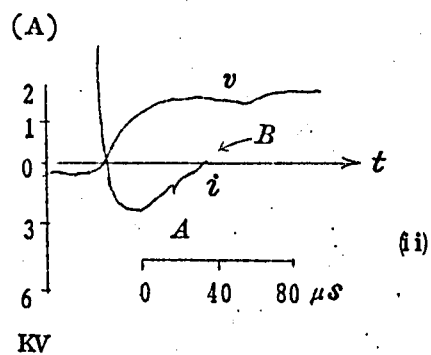
最近 SF_6 ガスがかなりの消弧能力を有していることが明らかにされ、筆者らの研究室においても、これに関する各種の実験を行いつゝあるが、本項では 2 Kg/cm^2 程度の圧力に SF_6 気体を充てんした簡単な負荷断路器に関する残留電流測定結果について説明する。第 3.40 図は 3.3 kV の短絡発電機から流れる 400 A 程度の小電流をシャ断させた場合の、零点近傍のオシログラムである。a 図は極間容量が小さく、固有再起電圧周波数が 35 kC の場合の消弧零点におけるオシログラムであり、b 図は再点弧が生じた零点における典型的なオシログラムを例示したものである。電流零点近傍において電流は連続的にけいぞくし、シャ断に成功する場合には 1 A 程度の残留電流が観測され、シャ断に失敗する場合には熱的再点弧を思わせる電流のけいぞくが見られる。

c 図は極間容量が大きく、再起電圧の周波数が 6 kC 程度の低い値である場合の、零点近傍のオシログラムである。電流は電圧零点前にすでに測定不可能なまでに小さくなり、残留電流は認められない。

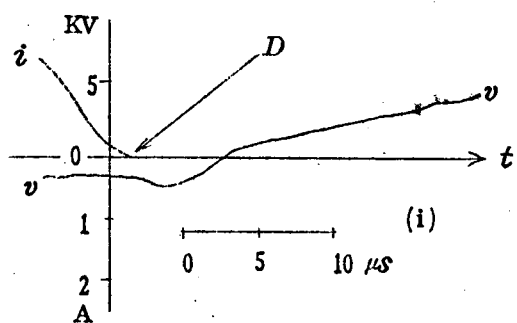
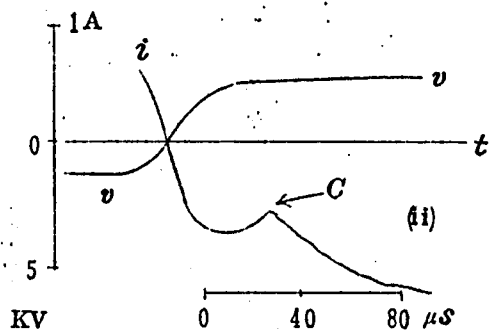
SF_6 ガス中のアークが前述の気中アークあるいは油中アークと非常にことなる点は、零点近傍における電流変化の微係数に第 3.40 図 A, B, C, D 点に示すような不連続的があることである。これは気中アークあるいは油中アークなどで成立している「Mayr の模型」に似た単一時定数を有する簡単な動特性式が SF_6 ガス中のアークについては成立せず、その表現には二重時定数を有するようなより複雑な動特性式を必要とすることを表示している。これについては今後の研究にまつ所が多い。



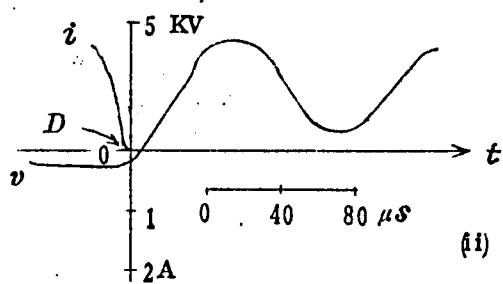
a 極間容量 640 pF シヤ断成功



b 極間容量 640 pF シヤ断失敗



c 極間容量 0.01 μF シヤ断成功



第3.40図 SF₆ 気体中アークの零点近傍のオシログラム
(圧力 2 Kg/cm² バツプアー付)

(i)(ii)は掃引速度がことなる二つのブラウン管装置による
同一現象の測定結果である。

3.7 結 言

著者らの開発になる高性能測定器を用いて、消弧零点近傍の現象を、従来の研究者による測定よりも、はるかに詳細に測定することによつて、電流零点ごく近傍のエネルギー平衡の問題が消弧にとつて極めて重要であることを確認することができた。

本章で得た結論を要約すれば次のようになる。

- (a) 高気圧アークの動特性を決定するものは、プラズマ部分の抵抗の消長である。

しかして高圧交流アークの消弧は、電流零点におけるアークの部分的さい断、あるいは不連続的な陰極点の消滅といった不連続的過程をへて行なわれるのではなく「零点近傍で消弧力によるアーク冷却力が、入力による加熱作用に打ち勝つことによつてアーク温度が下降しその結果アーク抵抗が急速に上昇する」という連続過程をへて行われる。

- (b) したがつて、いかなるシャ断器でも、再起電圧の周波数が十分に高ければ、かならずいわゆる「残留電流」が流れ、シャ断能否は電流零点後の入力とアーク冷却力との間の熱的な競争によつて決定されることになる。この場合、再起電圧は残留電流と回路のサーヂインピーダンスとの相互関係によつて大きく変化するので、シャ断能否は回路のサーヂインピーダンスによつて大きく左右される。

- (c) 極間容量が十分に大きく、再起電圧周波数がかなり低い場合には、電流は電圧零点前にアーク固有の時定数で指数関数的に減少し、電圧零点をまたずして、すでに測定不可能なまでに小さくなる。したがつてこの場合いわゆる残留電流は認められず、消弧能否は純粹の絶縁耐力回復と固有再起電圧との競争によつて決定されるので、回路のサーヂインピーダンスが(b)の場合ほど消弧に直接的な影響を与えない。しかしながら消弧に最も重要な再起電圧と絶縁耐力回復特性との時間的な相互関係が、回路のサーヂインピーダンスとアーク動特性とのかねあいにより定まるところの電圧零点前の電流減少の様相によつて決定されるので、この場合においても間接的ではあるがアーク動特性とサーヂインピーダンスとの相互関係がシャ断器の消弧能否を決定する最も重要な要素である。

- (d) アーク発生条件がかなり制御されている気流中アークでは、動特性式を消弧室の設計から推定することがある程度可能であるが、理論的な推定ができないシャ断器でも、再起電圧の周波数が極端に高く、かなりの残留電流が流れるような回路条件と、極間容量が極端に大きく電圧零点前に電流の指数関数的な減少がみられるような回路条件、という二つの特殊な回路条件における零点近傍のアーク電流電圧波形を詳細に測定することによつて、動特性式を実験的に求めることが可能である。

このようにして得られた動特性式と回路方程式とを組み合わせることによつて、あらゆる回路条件における零点近傍の電流電圧波形を計算から推定することが可能であり、とくに従来もつとも把握しにくいものとされていた、シヤ断器の熱的破壊限界に関しては、それを直接計算から求めることができる。

要するに上述のような二つの極端な回路条件を与えることができれば、それによる少数の試験結果から、あらゆる回路条件における電流変化の様相あるいは熱的破壊限界を計算から推定することが可能である。

付録 3.1

気流の中心から r の点における流管の断面積を A とすれば、アーク軸に直角な方向の中心に向う気体速度成分 v_r

$$2 v_r / r = - \left(\frac{1}{A} \right) (DA/Dt) \quad (4.a.1)$$

で与えられ、一方定常流に対する連続方程式から

$$D(\rho q A)/Dt = 0 \quad (4.a.2)$$

すなわち

$$\frac{1}{A} \frac{DA}{Dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho q)}{\partial x} \quad (4.a.3)$$

アーク断面積を S とし、外焰の半径を r_f とすれば、アークのもつとも外側にある外焰の粒子が v_{rf} の速度で半径方向に運動するために生じる断面積 S の収縮速度は

$$\frac{1}{S} \frac{DS}{Dt} = - \frac{1}{r_f} v_{rf} = - \frac{1}{S} \frac{\partial(\rho q)}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (4.a.4)$$

すなわち収縮力を与える係数 α は

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho q)}{\partial x}$$

である。

第 4 章 シヤ断器が適用される系統の特性

4.1 緒 言

合成等価試験方法に関する研究の最も重要な目的の一つが、「系統に接続されたシヤ断器が短絡故障のさいに受ける電氣的なストレスを等価的に再現することによつて、シヤ断器がそれに耐えて完全に故障を除去できるかどうかを推定すること」にある以上、合成等価試験方法を研究するにあつて、系統の特性を推察することがぜひ必要であることは申すまでもない。

系統の短絡故障に際してシヤ断器が受ける電氣的なストレスは、普通「再起電圧」「短絡電流」「回復電圧」の三つに分離して考察されるが、これらの量はいずれもシヤ断器の種類、故障点の位置、シヤ断器の系統上における位置などによつていろいろ異つたものになるので、これを展望することはかなり困難な問題である。しかしながら幸いにも近年各国で国家的な見地から統計的な調査が行われ、「短絡電流と再起電圧との相互関係」「瞬時回復電圧と系統の運転電圧との関係」「短絡電流の最高値」といつた形で数多くの報告がなされた結果、これらの問題に関する現状あるいは将来の展望などがかなり明らかにされつつある。

そこで本章ではこれまでの報告を参照してこの問題に関する概要を考察することによつて、合成等価試験回路の有すべき試験能力、その必要性などについて考える資料を与える予定である。とくに系統の再起電圧については、空気シヤ断器などに対して、数年前に提唱された JEC-145-S の規格案よりも、はるかに苛酷な条件を与え、第 3 章で考察した熱的再点弧を生じるといふことで最近大きな問題となつている、キロメートル故障あるいは変圧器の端子故障のさいに発生する複周波数現象についてかなり詳細に考察する。

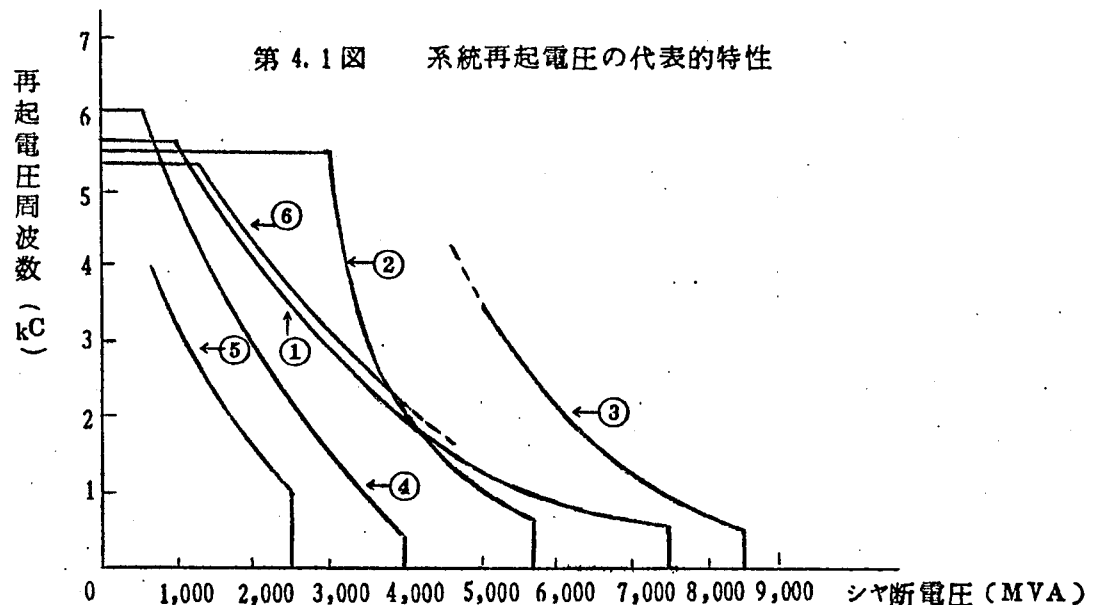
4.2 系統の再起電圧

4.2.1 概 論

サーヂインピーダンスが異なる多くの線路や、機器などが集まつて構成される実系統の再起電圧は、二重あるいはそれ以上の周波数を含包する多重周波数振動の複雑な現象である。したがつてこれを正確に表現しようとする、二重周波数の場合でも少くとも 4 個の数字、それ以上になるとさらに多くの数字を必要とするので、これと等価な単一周波数波形をもつて表現しようとする試みが行われ、現在では I E C 法として国際的に承認された方法⁽⁹⁾を用ひることが常識となつている。実際以前からの再起電圧の研究では、シヤ断器端子における故障のシヤ断という事に重点が置かれていたのであるが、このような場

合には一般に高周波振動の振巾は小さく、低周波振動のそれにマスクされるので、IECの方法でもかなり妥当な結果を与えるものとされていた。

系統の再起電圧の特性は、いうまでもなく系統の構成と密接な関係にあり、かなり複雑であるけれども、とにかく系統の再起電圧を数多く調査し、上記のIEC法によつて等価的に一重周波数に変換し、規約周波数 f とシャ断容量 MVA の関係として統計的に集約してみると、わが国あるいは外国を問わず、第4.1図に示すような垂下特性の包絡線の中に分布していることが色々と報告されて来た。⁽⁹⁾

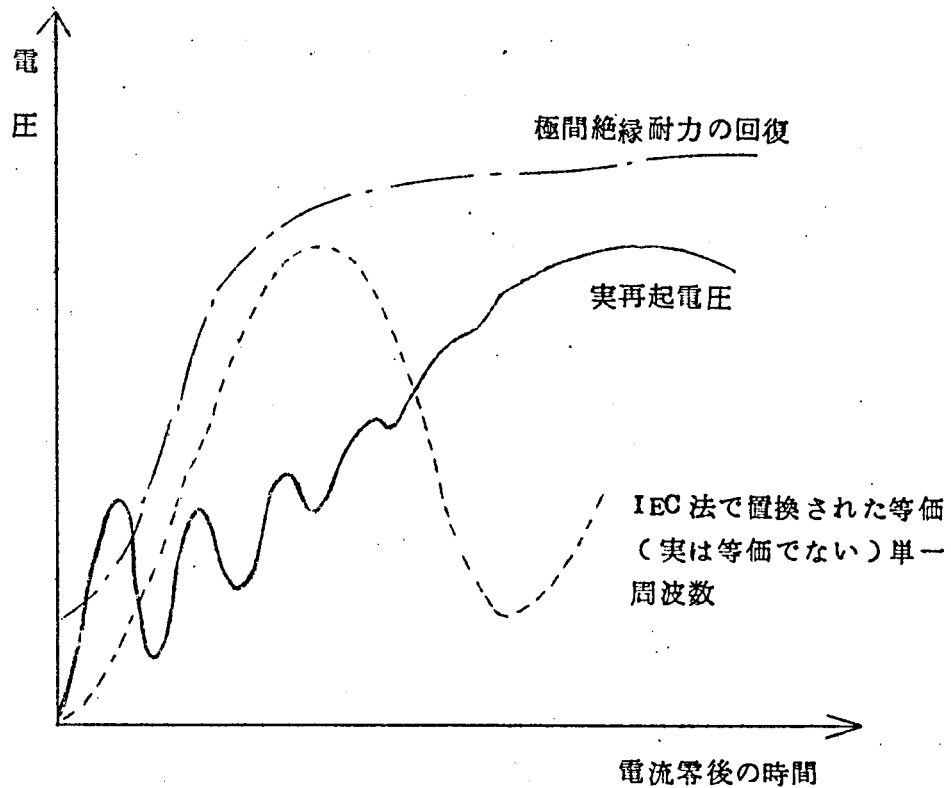


- | | |
|-------------------------|---------------------------|
| ① 英国 275 kV 将来系 | ④ スウェーデン 220 kV 4,000 MVA |
| ② チェツコ 220 kV " | ⑤ スウェーデン 220 kV 2,500 MVA |
| ③ ドイツ 220 kV (キロメートル故障) | ⑥ 米国 230 kV 1960年推定 |

このような特性があらわれるのは、沢山の並列線路が集まっているシャ断容量が大きいところでは、線路の分布容量も大きいために固有周波数が低下し、一方シャ断容量の小さいところでは並列線路がなく、電気所の機器だけからいきなり供給される短絡電力だけをシャ断するような場合が多くあつて、機器の高い固有周波数が再起電圧の主要な成分としてきいてくるといふ常識的な解釈に一致している。そしてこれはまた、丁度空気シャ断器の特性とも合致しているという都合の良い事があり、規格の提案値もその線にそつて与えられていたのである。⁽⁹⁾

ところが短絡条件をもう少し掘り下げて詳細に考察してみると、上記のような簡単なやり方で再起電圧を評価することが不当な結果を与える場合が少くない。例えば第4.2図に示

すように、極端な二重周波数再起電圧の場合でも、IEC法により置換された等価単一周波数は点線のようになるが、シヤ断器の回復特性が鎖線のようにあれば、等価単一周波数



第 4.2 図 再起電圧波形の等価単一周波数変換の矛盾

による評価が不当なものとなってくるわけである。

実際このような回路条件を空気シヤ断器などでシヤ断すると、非常に過酷な条件を受けることが、最近になって経験的にも発見され、また理論的（第3章参照）にも予測さるにつれて、非常に大きな問題となっている。

そこで系統の特性を類形化し、このような再起電圧を与える回路条件をつきつめて行くと、結局次に記す三つの場合にしほられることがわかる。⁽⁹⁾

- 1) キロメートル故障
- 2) 局所電力のシヤ断
- 3) 変圧器の短絡あるいは端子故障のシヤ断

勿論これらはいずれも複周波数過渡現象であつて、その低周波成分は電圧階級によつてあまり変らない母線の固有周波数である。これに対してその高周波成分は 1) では短い線路の往復振動であり、2) および 3) では電力用変圧器の固有振動数である。この変圧器の固有振動数というものも、母線の場合と同じくだいたい普遍的な値であると考えられるが、その振動の振巾率は系統の状態によつていちじるしく異つたものとなる。

以下各節に、これらの問題を簡単に説明する。

4.2.2. 母線の固有周波数

電気所における母線の短絡は一般にその電気所における最大の短絡容量を与え、その再起電圧周波数は 4.2.1 で述べたように種々の複周波数現象の低周波分となる。

さて、母線の短絡容量は、一般に電気所変圧器を通して供給される短絡電力と、並列線路から供給される電力との和であり、その再起電圧周波数は、変圧器回路と並列線路との有する固有振動数である。

この母線の固有周波数も、もちろん詳細に計算するとかなり複雑な多重周波数現象であるが、一般に並列線路の容量がかなり大きいので、他の振動はこれにマスクされる結果、普通ほとんど単純な単一周波数振動となり、その振動周波数は非常に低いものとなる。そして種々の系統についての多くの整理結果を統計的にみると、個々の調査結果には幾分ばらつきはあるとしても、第 4.1 表に示すようにほぼ母線の電圧階級のみの関数となつてゐる。^{①)}

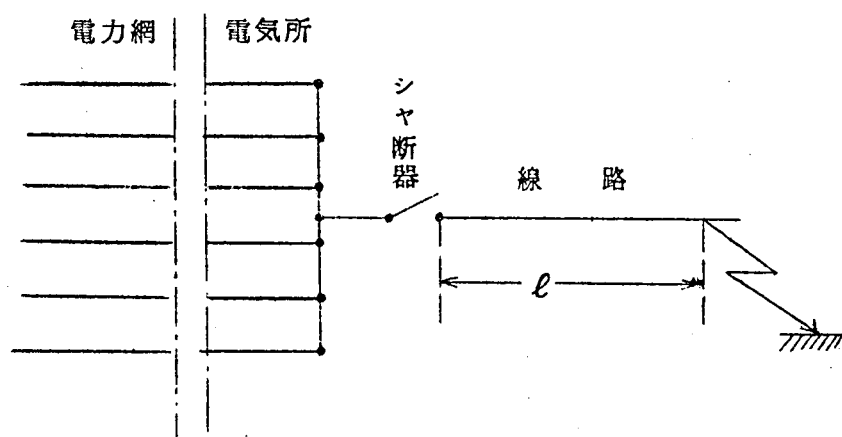
第 4.1 表 母線の固有周波数

電圧階級	母線の固有周波数
300	0.36 kc
240	0.4
204	0.45
168	0.5
120	0.6
84	0.8
72	0.9
36	1.4
24	1.8
12	3.0

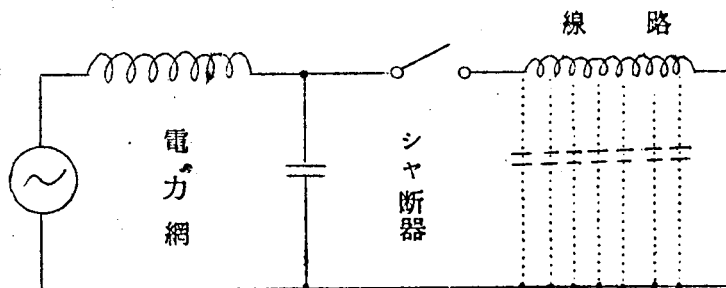
4.2.3 キロメートル故障 (92) (95) (96) (98)

大容量の母線から出ている線路の途中で故障が発生し、これを線路シャ断器でシャ断すると、その母線から故障点までの距離が $10 \sim 20 \text{ km}$ 以内のときには、線路の往復反射にもとづく高周波分が再起電圧の初期振動の部分に出現して、とくに空気シャ断器のようなシャ断器に対しては、大きな苛酷度を与えることがある。1957年頃からわが国をはじめ各国の研究者が共に気付いて問題にしたりした事柄であつて、G.E. や Fonteney の試験場において実際に送電線をふ設して試験が行われ、空気シャ断器に対して過酷なことが確認されたものである。

第 4.3 図はキロメートル故障の際の系統のブロックダイヤグラムであり、この場合、現象は次のような経過をたどつて発生する。故障期間中は、全電圧の降下は上流の系統 R と線路 L に沿つた部分とに生じる。第 4.4 図は距離の関数としての電圧分布の様子を示したものである。

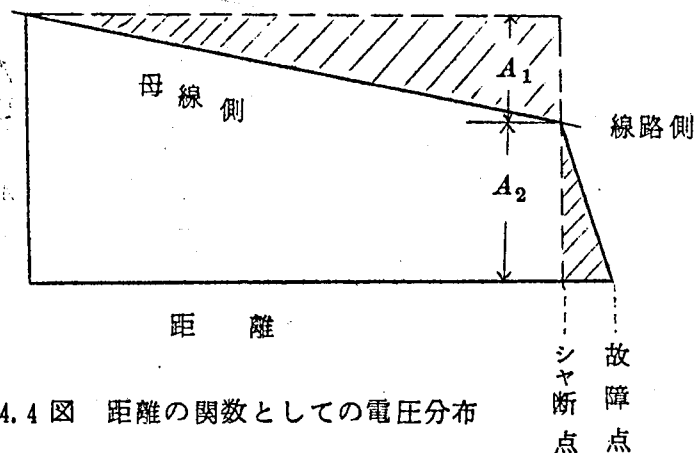


a キロメートル故障の模型図



b キロメートル故障の等価回路

第 4.3 図 キロメートル故障の回路図



第 4.4 図 距離の関数としての電圧分布

シヤ断後は

- a 線路が放電する。その結果故障点と電気所との間を進行波が往復反射し、シヤ断器の極間には極めて振動周波数が高い振巾 A_2 の三角波があらわれる。第 4.5 図 a は時間の関数としての高周波振動の波形を示したものである。
- b 電気所側のシヤ断器端子には、4.2.2.で考慮した母線の固有周波数の電圧が印加される。(第 4.5 図 a)
- c シヤ断器の端子間には上の二つの電圧の差としての再起電圧が印加される。その波形は第 4.5 図 b に示すようなものである。

以上のような経過をたどつてシヤ断器の極間に出現する現象、すなわちキロメートル故障の特徴を列挙すれば次のようである。

- a 線路の電圧上昇速度 V_1 は、線路のサージインピーダンス Z_L と、シヤ断電流値 I との積に比例する。

$$V_1 = k Z_L \cdot I$$

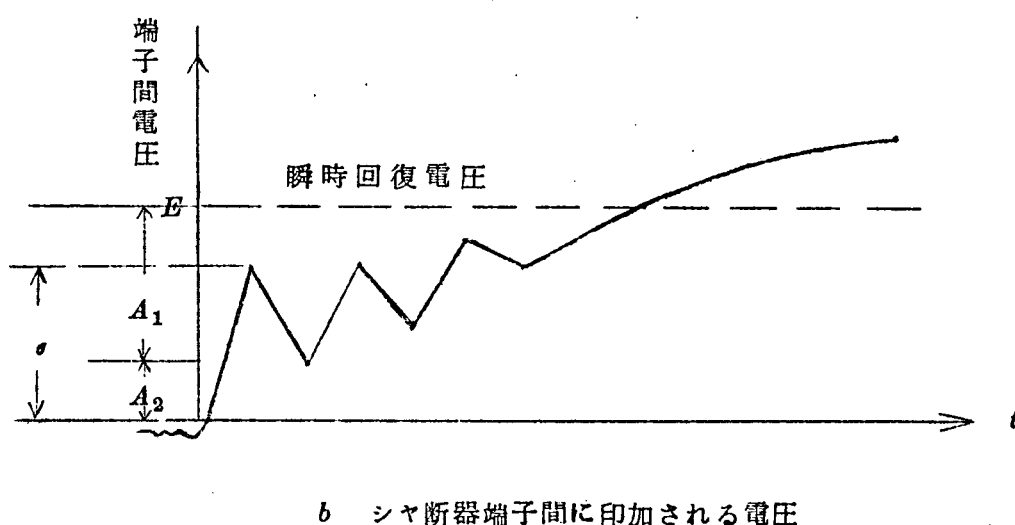
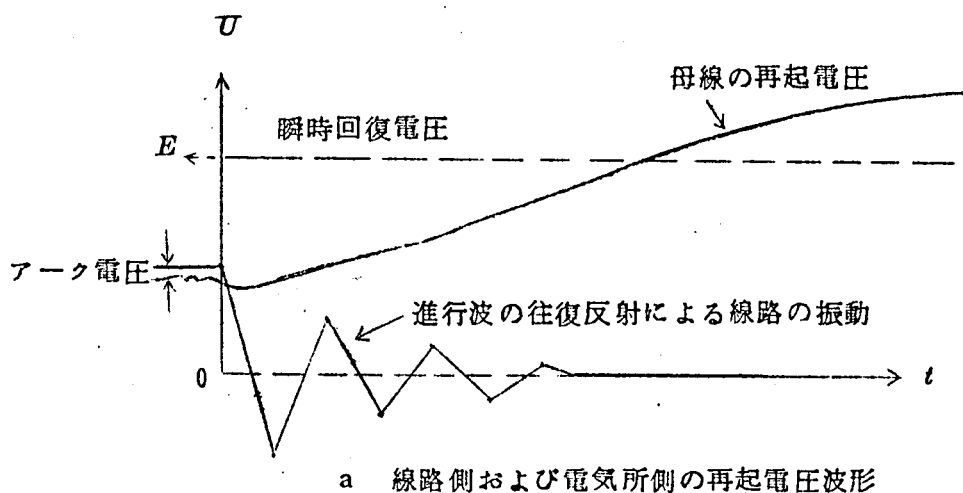
この再起電圧上昇率がシヤ断電流に比例しているということは従来の概念とは全く逆な現象である。(第 4.1 図 参照)

- b 第 1 回目の波形は振巾として次の値を有している。

$$A = k' I x$$

ここに x はシヤ断器端子から電気所までの距離であり、 k' は常数である。

そこで次に以上のようにして出現する再起電圧の初期上昇率と初期振巾率(第 4.5 図 b の $a = A_2 \times \text{Overswing factor}$) とを実際の系統について計算してみると、第 4.6



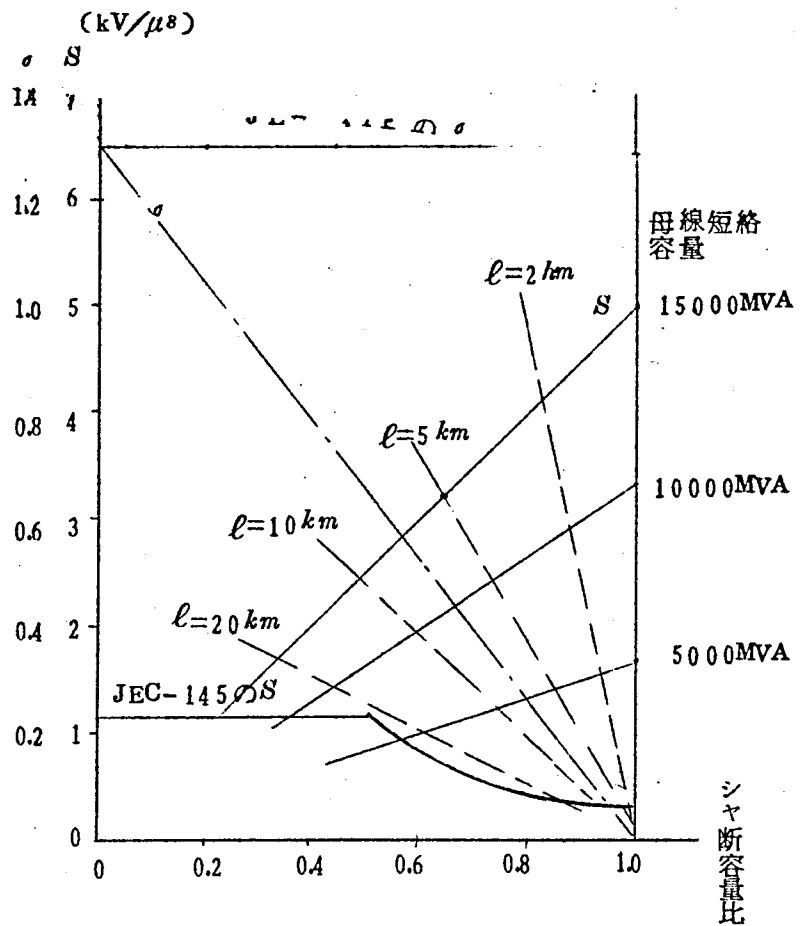
第 4.5 図 キロメートル故障の際の再起電圧波形

図のようになる。⁽⁹²⁾ 第 4.6 図 a, b, c はそれぞれ電圧階級 300 kV, 168 kV, 84 kV のシヤ断器に対するものであつて、シヤ断器の定格シヤ断容量をパラメーターに用い、初期上昇率 δ および初期振巾率 σ を、シヤ断容量の関数として示したものである。

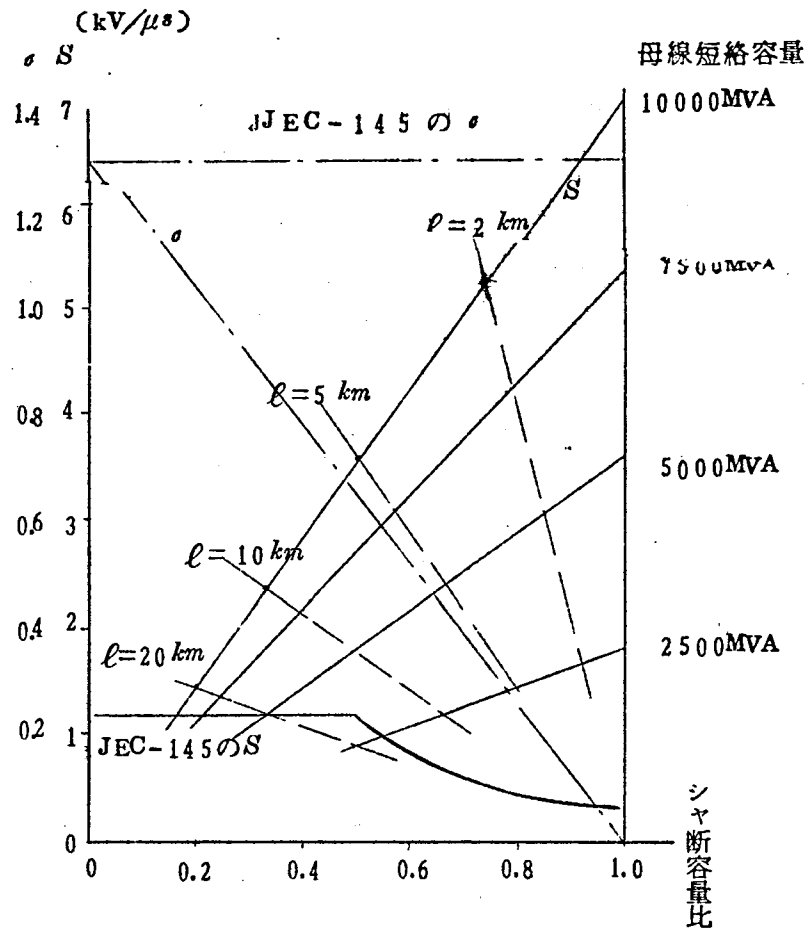
この計算には次のような一般的な仮定が行われている。

- 1) 母線の最大短絡容量はシヤ断器の定格シヤ断容量に等しい。
- 2) 瞬时回復電圧としては、次の数値を採用する。

$$300 \text{ kV に対して } E \times \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \times 1.1 \times 0.9$$

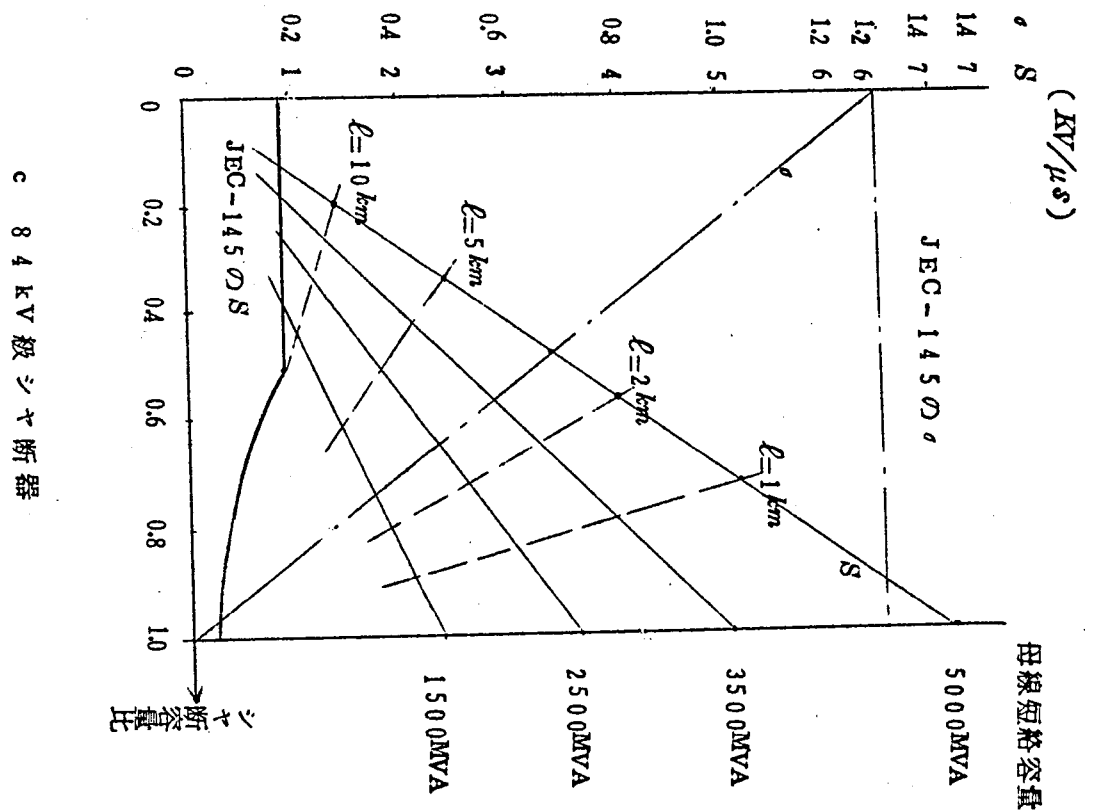


a 300 kV 級シヤ断器



b 168 kV 級シヤ断器

第 4.6 図 キロメートル故障のさいの系統の上昇率 S ，初期
振中率 σ とシヤ断容量比との関係 (l : 電気所からの線路長)



$$\left. \begin{array}{l} 168 \text{ kV} \\ 8 \text{ kV} \end{array} \right\} \text{ に対して } E \times \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \times 1.5 \times 0.9$$

E はシヤ断器定格電圧

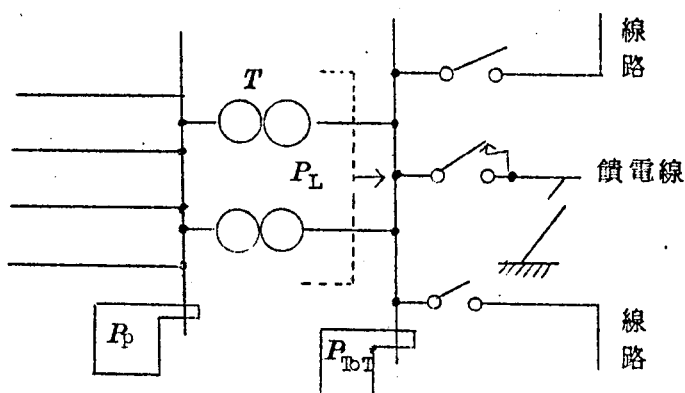
3) 高周波振動の Overswing factor としては 1.3 を採る。

上記から明らかなように、電圧が一定の場合には、母線の短絡容量が増加するとともに苛酷となり、一方電流が一定の場合には電圧階級が低い方が苛酷度が大きくなる傾向がある。したがってわが国の現状および将来に対しては、64 kV 級のシヤ断器に対して最も過酷な条件を与えるものとなることが予測されるわけである。

4.2.4 局所電力のシヤ断

次に考えられる代表的な複周波数過渡現象は、電気所における局所電力のシヤ断の場合にあらわれる再起電圧である。

今代表的な電気所の構成を第 4.7 図 a' のようであると考え、問題のシヤ断器 B のシヤ断容量は、母線の短絡容量 P_{TOT} で定められる。前述のように母線の短絡容量は並列



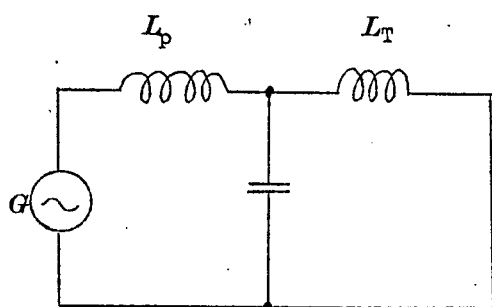
a 電気所の構成

T : 変圧器

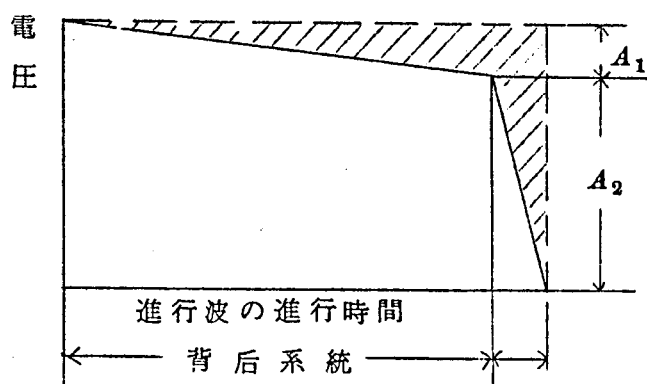
P_L : 局所電力

P_{ToT} : 全電力

P_p : 一次電力



b 集中回路による等価回路



c 電圧分布

第 4.7 図 局所電力シャ断の図解

の線路から饋電される短絡電力と変圧器を通して一次側から饋電される短絡電力との和である。この変圧器を通して饋電される短絡電力を局所電力(P_L) と称する。

こゝで問題にしている局所電力のシャ断というのは、通常母線に連けいされている線路が何らかの都合で、大部分が切り離されて、シャ断器が並列線路なしに局所電力のみをシャ断するという場合である。

このような場合には変圧器と一次側系統とが直列となり、典型的な複周波数回路を形成する。そして変圧器背後の短絡容量がかなり大きい時には、再起電圧波形には変圧器自体の固有振動が重畳し、条件は相当に苛酷となる。

さて局所電力のシャ断を集中常数による簡単な等価回路で表現すれば、第 4.7 図 b のようになる。またキロメートル故障の解析の時に رفتたように、シャ断寸前の電位分布を場所の関数として図示すると第 4.7 図 c のようになる。そして点線で示す回路電圧の分布に向つてハツチをほどこした部分が過渡振動を行う。

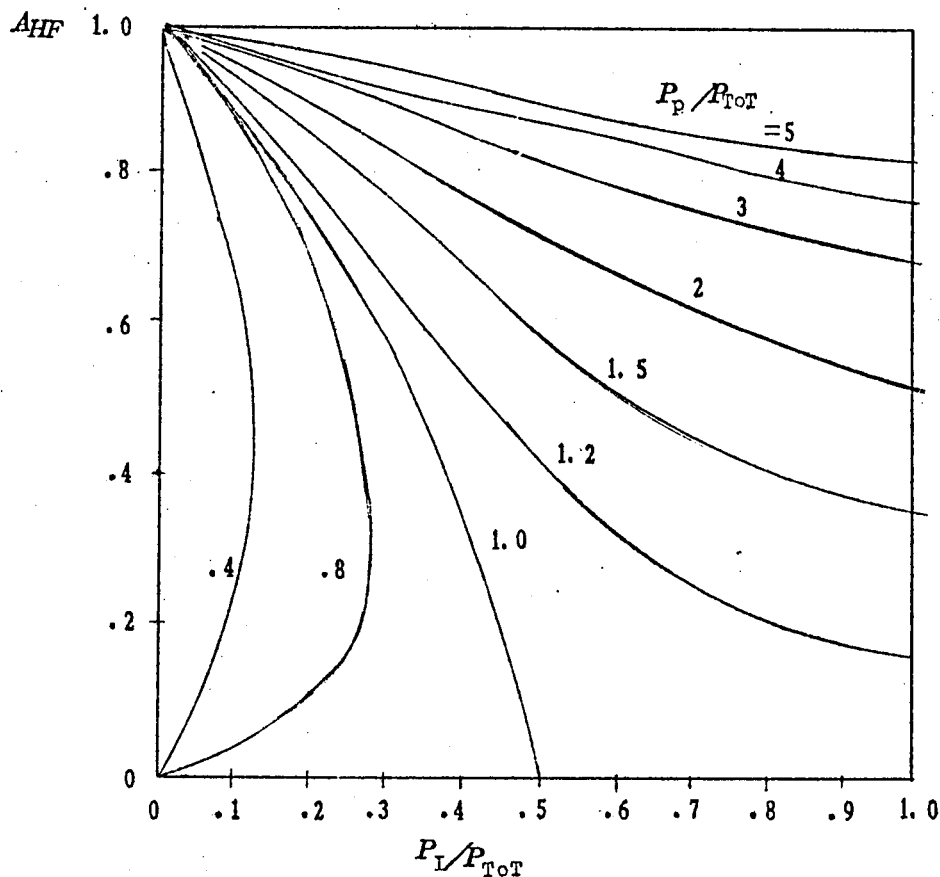
過渡振動の高周波成分は変圧器の固有振動であり、一方過渡振動の低い周波数成分は変圧器背後系統の定めるもので、概ね前述の母線の固有周波数と一致する。この場合も高周波成分と低周波成分との固有周波数が非常に異なるので、二つの振動を分離して考えることができ、振動振巾 A_1 , A_2 は、背後系統および変圧器のインピーダンス比であるとみなすことができる。変圧器の固有周波数も母線の固有周波数と同様に、だいたい普遍的な数字で、常識的には第 1 表の値が代表的に用いられる。⁽⁹⁾ そこで考察の対象は高周波成分の振巾比 A_2 にしぼられ、 A_2 より、初期振巾率 σ 、初期上昇率 S への換算は、Overlapping factor を仮定すれば容易である。

実際の系統を扱う上の便宜上、全電力 P_{TOT} 母線短絡容 P_p 、局所電力、 P_L の三つを用いて高周波成分振巾 $A_2 = A_{HF}$ を示すと第 4.8 図になる。

$P_p / P_{TOT} = 1.0$ すなわち一次二次の母線短絡容量が相等しい場合を境として、 A_{HF} の変化の様相は異なつており、 P_p が P_{TOT} よりも小さい場合は、高周波成分の振巾率はシャ断電力の小さいところでのみ高くなるが、 P_p が大きくなるにつれて、 P_L の大きなところまで A_{HF} が高く出てくるようになり、 P_p が P_{TOT} よりかなり大きなところでは、 $P_L = P_{TOT}$ でも高い高周波成分振巾があらわれることになる。

第 4.2 表 変圧器の固有周波数

電 圧 階 級 (KV)	3 0 0	1 6 8	1 2 0	8 4	3 6	2 4
変圧器固有周波数 (KC)	9	1 2	1 3	1 5	2 0	2 4



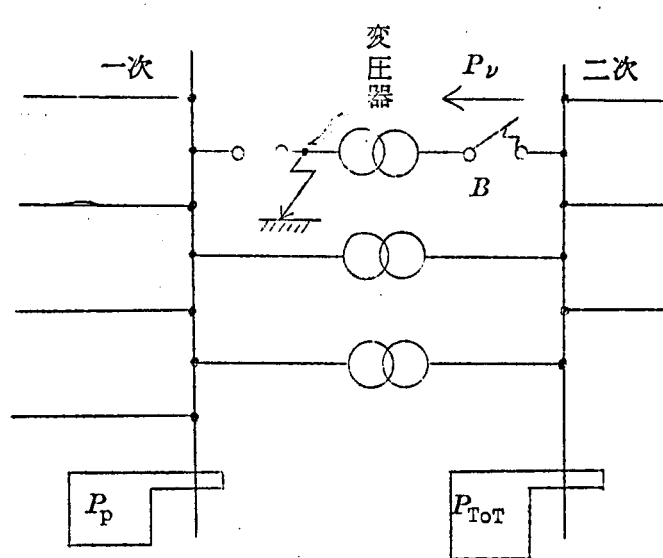
第 4.8 図 局所電力のシャ断における高周波成分の振巾率

4.2.5 変圧器の短絡あるいは端子故障のシャ断⁽⁹²⁾

最後に取り上げる過酷な条件は、変圧器の端子故障のシャ断の場合である。再び代表的な電気所の構成として第 4.9 図のようなものを考えよう。こゝでいま 1 台、あるいは 1 バンクの変圧器の一方の端子（あるいは巻線）に短絡が起されば、当然 Differential でトリップする。その場合シャ断器 B があとから開けば、これは短絡側に変圧器 1 台を直列に持ち、電源側にこの変圧器のみを除いた全系統をもつ形となり、回路は前述のキロメートル故障と同様の、典型的な複周波数回路となる。

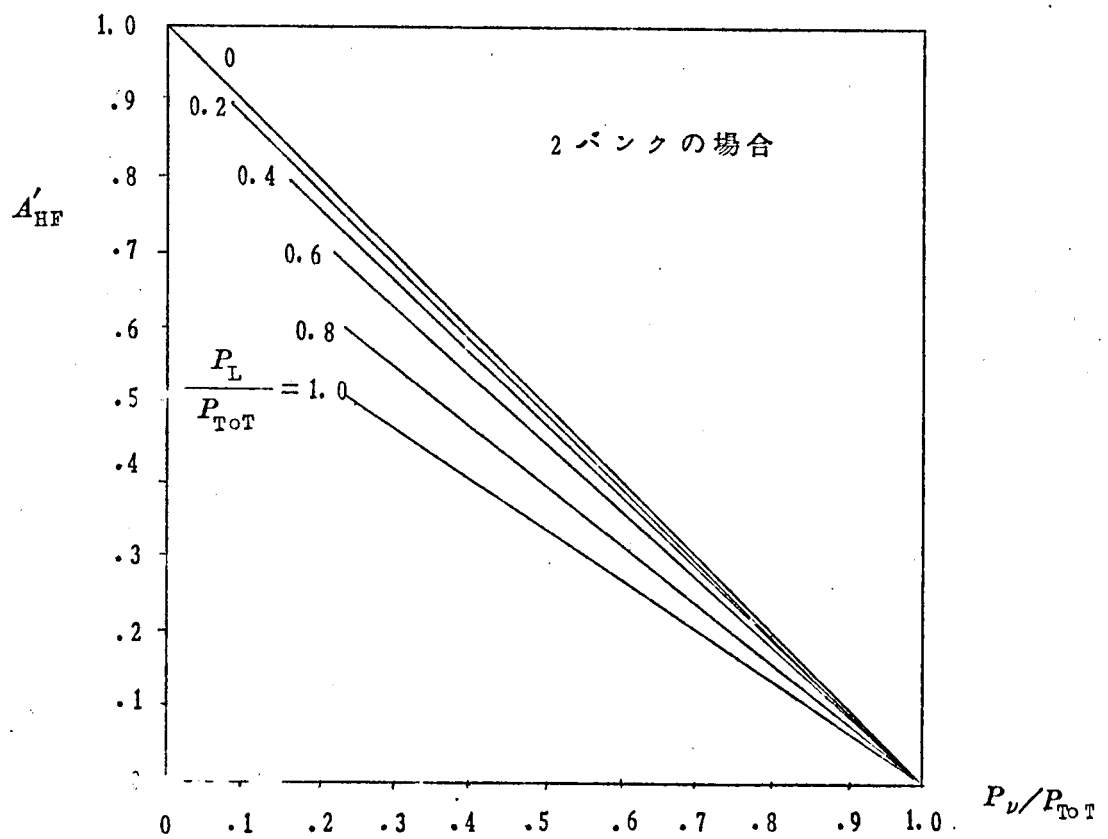
この場合も高周波成分は変圧器の固有周波数であり、低周波成分は母線の固有周波数である。この場合の実際のシャ断電力 P_L に対して、高周波成分の振巾 A'_{HF} を計算してみると、第 4.10 図のようになる。図はパラメータとして電気所の前述の P_L/P_{ToT} を用い、変圧器バンク数 2 の場合を代表的に示してある。

高周波成分 A'_{HF} はシャ断電力に対してほぼ直線に近い関係となり、変圧器台数が多くなるとともに P_L/P_{ToT} にあまり関係なく



第 4.9 図 変圧器の短絡、あるいは端子故障のシャ断の場合の系統構成

第 4.10 図 変圧器の端子故障シヤ断の際の高周波成分の振巾率



$$A_{HF}' = 1 - P_p / P_{TOT}$$

という値に近づく。この値は前述のように、同一定格のシャ断器については $P_p / P_{TOT} < 1$ なる場合の局所電力シャ断の過酷度を包含し、したがって一般用シャ断器に対しては、シャ断電力の小なるところでの過酷度の上限を与える。

4.3 系統の回復電圧⁽⁸⁹⁾⁽⁹⁰⁾

回復電圧は再起電圧のベースを与えるものであつて、再起電圧と並行して考慮されなければならない重要な量であるが、いわゆる同期機の過渡現象であるため、再起電圧の場合以上に複雑な要素がからみあつている。これについては参考文献〔3〕に潮氏によつて詳細に論じられているので、こゝでは詳しく論じることがさけるが、結論的にいうと、将来の超高圧系統における瞬時回復電圧値(再起電圧のベースとなる値)の一般的な基準値としては、

$$\text{シャ断容量の大なる場合: } E \times \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \times 1.1 \times 0.9$$

$$\text{シャ断容量の小なる場合: } E \times \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \times 1.3 \times 0.9$$

ただし E = シャ断器定格電圧

が推奨される。実際の回復電圧は殆んどの場合この数値を下回るものであると考えられるのでこれを用いておけば充分であろう。

しかしながら、少数のむしろ例外的な場合として、きわめて回復電圧の高くなる場合のあることが知られている。

それは

- (1) 長距離線路によるフェラントイ効果
- (2) 三相非接地故障
- (3) シャ断器をはさんだ異相地絡のシャ断
- (4) 系統連絡用シャ断器の脱調シャ断

などの場合である。

このうちフェラントイ効果は、線路が数百km以上になるような場合に問題となつてくるのであつて、英国の超高圧シャ断器などでは、これを考慮してきわめて高い回復電圧の仕様を与えようとしているが、わが国の系統では、将来の超高圧系において、特殊なシャ断の場合にこの影響が1割強あらわれ、きわめて極端な場合に、50%程度あらわれることが計算により推定される。しかしそのような場合はたいてい再起電圧の苛酷度としては非常に低いものになる。

(2)は直接接地系でありながら、非接地系と同様の高い回復電圧を与えるものであるが、その発生する確率は極めて小さく、ほとんど考慮する必要はないとされている。

(3)および(4)は、非常に苛酷な回復電圧を賦与するものである。このような特殊な状況に対応した仕様をすべてのシャ断器に要求すべきかどうかは問題の存するところであるが、シャ断器の製作者としては、これらの考慮を設計の中に汲み入れるべきであろう。

4.4 系統の短絡電流に関する問題⁽⁹⁾⁽¹¹⁰⁾

系統の短絡電流に関する問題で、シャ断器の等価試験にとつて最も関係の深い事柄は将来における系統短絡電流の増加の問題である。実際過去をふりかえつてみると、系統の短絡容量の増加とともに、シャ断器の容量も急激に増加し、それにともなつてシャ断試験設備の容量も益々大きなものが要求されるようになって来たわけであるが、この傾向が将来まで続くものとする、近い将来必然的に合理的な等価試験方法が必要かくべからざるものとなつてくるわけである。そこで本節では過去における電力系統の増大傾向をふりかえるとともに将来における増加の見込について大ざつばな考察を加えよう。

まず過去における電力需要ののびと、短絡容量の増大を世界的な観点から大ざつばに見てみると、第4.11図のようになる。周知のように電力需要ののびは10年間に2倍になるというような特性のものであつて、大体において時間の2乗に比例する形であるが、短絡容量は時間の4乗に比例するという関係になつている。

このような推定をのばすと、遠い将来の短絡容量の増加は大変なことになるわけであるが、当然そこにはいろいろな制約条件がある可能性もあり、かならずしもすべての国において過去と同様な増大経過をたどるものとは考えられない。

そこで各国における将来の短絡容量の増加見込みを、1, 2の文献から推定してみよう。

まず短絡容量が現在において最も大きく、将来も最も大きくなると考えられる米国においては、現在すでに25000 MVAという短絡容量が与えられているが、将来に対しては50000 MVAという数字が取り上げられている。これは440 KVにおいて70 KAに相当するが、これは実現の困難な限度と考えられ、むしろ345 KVにおける25000 MVAすなわち短絡電流としては42 KAという値が経済的に限度とする意見もある。いずれにしても米国で近い将来40～50 KA以上という短絡電流が出現する可能性は充分に考えられる。

この値はソビエトの系統でも同様に予想されている。

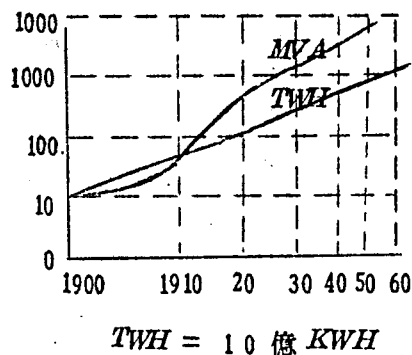
Burgsdort 教授の報告では110 KVのシャ断器の容量は10000 MVA, 220 KVは

15000 MVAが要求されるとあるが、これに相当する電流は51 KA, 40 KAとなる。

欧州においては、短絡容量に関する経済的な見地から、ある程度系統の安定度を犠牲にしてもせつきよく的に短絡容量を制限しようとしているので、これよりもかなり低く、例えば西独では、10年ないし15年後において、380 KV系統において14000~20000 MVA, 短絡電流にして30~35 KAという数字をあげている。

ひるがえつて我国の場合、米国に似て短絡容量を制限しようとする努力は現在のところ殆んど払はれていないので、増加の傾向はおそらく大きく10年以内の近い将来を考えると、最も電流が大きくなる275 KVにおいては15000 MVAという値が推定されている。この値はすでに短絡電流として30 KAを超過しており、15年の先にはおそらく35 KAないし40 KAという数字が想定されている。

以上のように将来における短絡電流の増加はかならずしも過去における増加率ほど大きくないとしてもやはり、ますます増加することが予想され、この意味において合成等価試験の重要性が強調されるべきであることは明らかであり、最近使用者側としての電力会社⁽¹⁾でも合成等価試験方法に対して積極的な関心を示しているのはこのためである。



第 4.11 図 世界のエネルギー消費量、およびシャ断容量の増加

4.5 結 言

シャ断器が適用される電力系統の特性のうちで、シャ断器の試験にとくに考慮しなければならない事柄を簡単に説明して、次のような結論を得ている。

1) 実系統の再起電圧は、殆んどの場合、多重周波数現象であるが、とくに過酷な再起電圧を与える場合は、次に示す代表的な三つの複周波数現象にしばられる。

- a キロメートル故障
- b 変圧器端子故障

c 局所電力のシャ断

シャ断器の試験としては、上述の三つの複周波数再起電圧を考慮しなければならない。

2) 系統の回復電圧の一般的な基準値としては、

$$\text{シャ断容量の大なる場合：} E \times \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \times 1.1 \times 0.9$$

$$\text{シャ断容量の小なる場合：} E \times \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \times 1.3 \times 0.9$$

しかしとくに過酷な場合として「シャ断器をはさんだ異相地絡のシャ断」および「系統の脱調シャ断」を考慮しなければならないことがある。

3) 系統の短絡電流は近年増々増大する傾向にあり、とくに超高圧系統では近い将来30kA～40kA程度にまで増大する可能性がある。

このような大電流の試験は現存する最大容量の短絡発電機をもつてしても、40kVのユニット試験がせいぜいである。

第 5 章 合理的な合成等価試験方法に関する検討

これまでの章で論じたシヤ断器の消弧現象および系統の特性を参照して等価試験方法の具備すべき条件を検討し、それを必要十分に満足するような合理的な合成等価試験方法について考察する。

5.1 合成等価試験回路の具備すべき条件⁽⁸⁵⁾

5.1.1 電流零点近傍の現象からの検討

交流シヤ断器にとって電流零点近傍の現象は、シヤ断能否を直接決定する最も重要なものである。第 2 章および第 3 章でこれを理論的ならびに実験的に詳細に究明したが、その結果、いかなる回路条件においても、零点近傍における回路の固有周波数だけでなくそのサージインピーダンスも、シヤ断器のシヤ断能否に非常に大きな影響を及ぼすことが明確となった。

この事から明らかに「電流零点近傍では回路の固有周波数だけではなく、サージインピーダンスも、想定している実回路のそれと等しくなければならない」ということが合成等価試験の有すべき最も重要な必要条件の一つである。

さらに第 4 章で考察したように、空気シヤ断器のような高圧シヤ断器に対して過酷な条件を与える複周波数再起電圧がシヤ断器の系統シヤ断に際して出現する可能性がある。『系統に出現する任意の複周波数再起電圧を試験にさいして容易に再現できること』も合成等価試験方法の具備すべき必要条件の一つであろう。

なお第 3 章で指摘したように、「シヤ断に成功する場合にはかなりの残留電流が流れ、シヤ断に失敗する場合にはかならず熱的な再点弧が生じるような、非常に固有周波数の高い回路条件」と「零点寸前でかならず電流の指数関数的な減少が見られるようなサージインピーダンスが低く、固有周波数が小さい回路条件」という二つの極端な回路条件を賦与し、電流零点近傍の現象を正確に測定すれば、他の回路条件における電流減少の様相を計算から求めることができるので、比較的少数回の試験から広範囲の回路条件におけるシヤ断能力を推定することが可能となる。したがって上記のような極端な二つの回路条件を賦与できるということも、理想的な合成等価試験方法として有すべき条件の一つであるといえる。

ようするに、シヤ断器の消弧現象を究明し、少数の試験結果からあらゆる回路条件におけるシヤ断器の動作を理論的に推定することを可能ならしめるためには、試験回路の賦与

可能な固有周波数の範囲は、広ければ広い程有利であり、この意味において後述するように実回路試験よりはるかに広い範囲の固有周波数を賦与できる合成等価試験の重要性が一層強調されねばならない。

5.1.2 電流ループの特性からの検討⁽⁸⁵⁾

第 5.1 図は各種の高圧シヤ断器の直接試験におけるアーク電流、電圧波形を示したものである。一般に高圧のシヤ断器ではアーク電圧は電流零点寸前を除いては回復電圧に比較して極めて低いために、アーク電流はアーク電圧を無視し、外部回路の常数のみを考慮して計算した電流値に殆んど等しい。したがってインピーダンスの低い低圧電源から計算によつて予測される電流値と同一の電流を流通することができれば、電流ループに関して等価試験の具備すべき条件としては充分となる。

しかしながら、シヤ断現象の本質を幾分掘り下げて考えてみると、シヤ断能否が決定されるのはシヤ断電流零点近傍の極く短期間であるから、その期間における消弧能力を決定する要素となる消弧室内の圧力、温度、消弧媒体の流速、アーク空間の電子およびイオンの密度分布等を実試験のそれとなんらかの方法で一致させることができれば充分である。すなわち必ずしも電流零点はるか前の電流波形までも一致させる必要はなく、少なくとも電流の履歴過程が零点に直接影響を与える範囲まで電流の波形が実試験のそれと一致しておれば充分である。

電流の履歴過程が零点に及ぼす影響はシヤ断器の種類によつて色々と異なるが、ノズル型の空気シヤ断器は、これらの条件を等価的に実現することが最も容易であると思われる。それは強力な強制気流の存在によつて消弧室の熱慣性が小さいために、遠い電流の履歴が消弧室内の零点近傍における Mass flow やアーク空間の電子、あるいはイオンの分布にあまり大きな影響をおよぼさないからである。そのかわり熱慣性が小さいから、その範囲内では電流を一致せしめることがぜひ必要である。

実際第 3 章で述べた筆者らの実験結果、あるいは ERA, KEMA などにおける実験結果によれば、少なくとも 2ms 以前における熱的状态は、電流零点近傍の物理状態にはあまり影響を及ぼさず、その範囲内における電流波形すなわち電流傾斜が完全に一致していれば、シヤ断器はほとんど同一のシヤ断特性を示すようである。

自力型の油入シヤ断器の場合や、さらに磁気シヤ断器の場合には問題は複雑である。電流零点における消弧室の物理条件は、かなり遠い電流の履歴に複雑に支配される。しかしながら多くのシヤ断器に対しては、電流零点寸前の比較的短時間における電流波形を一

タイムマーク(60°/s)

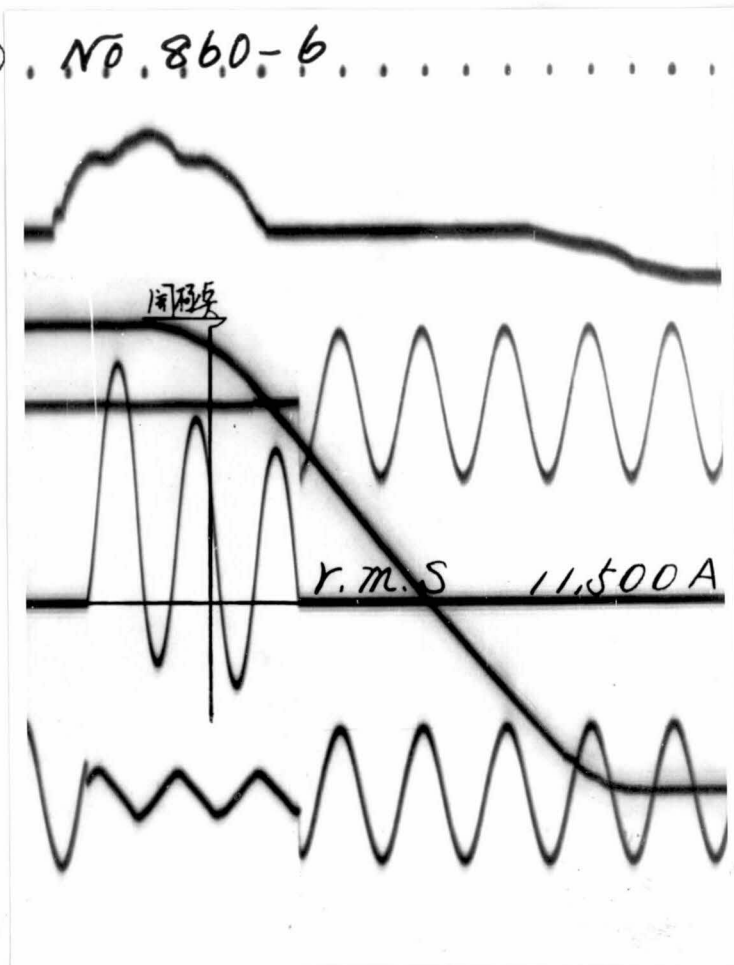
№. 860-6

操作ロッド行程

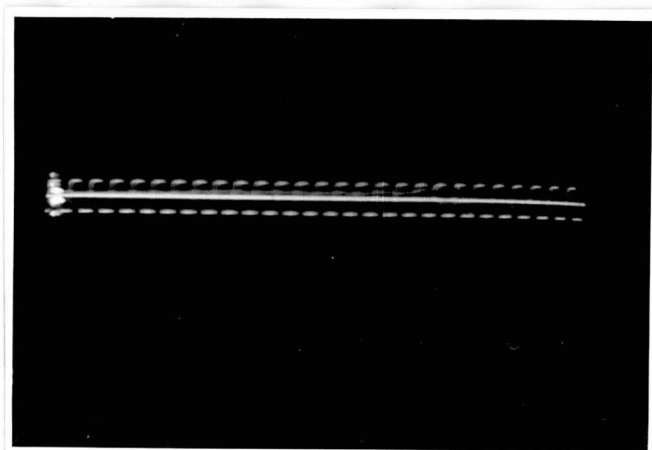
シヤ断器極間電圧

短絡電流

発電機電圧



(a) 電磁オシログラム



(b) 電流零点近傍の極間電圧(再起電圧の波高値 19 KV タイミング 50 KC)

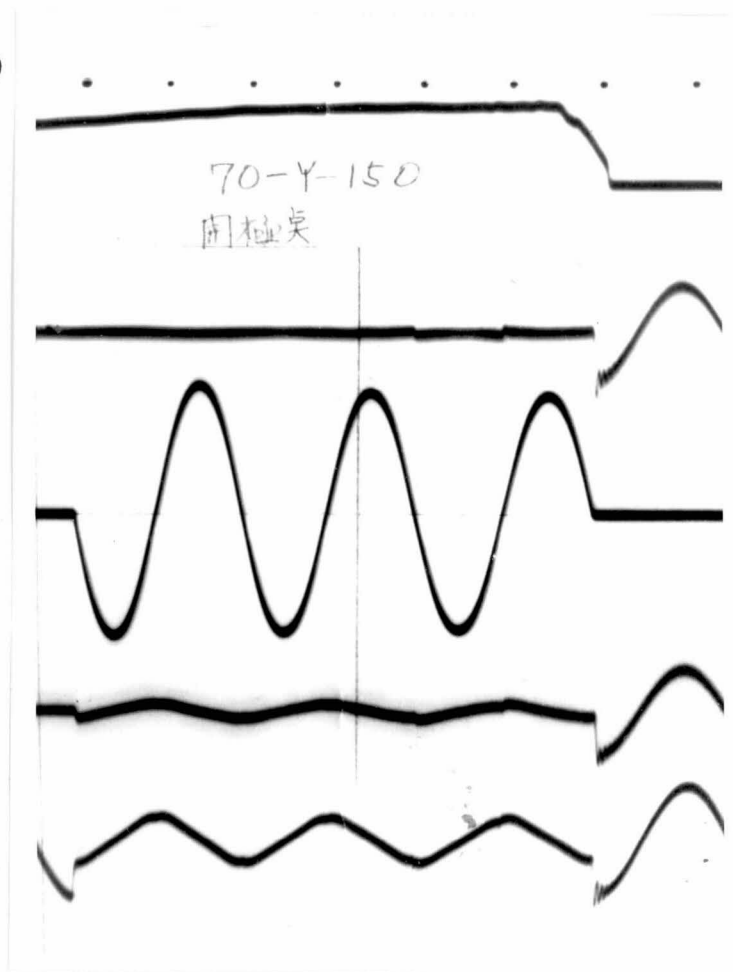
第 5.1 a 図 定格電圧 300 KV, シヤ断容量 15,000 MVA のウオツチケース形油シヤ断器の 1/8 極試験の場合のオシログラム(発電機電圧 15 KV, 短絡電流の 26,600 A)

タイムマーク (60 c/s)

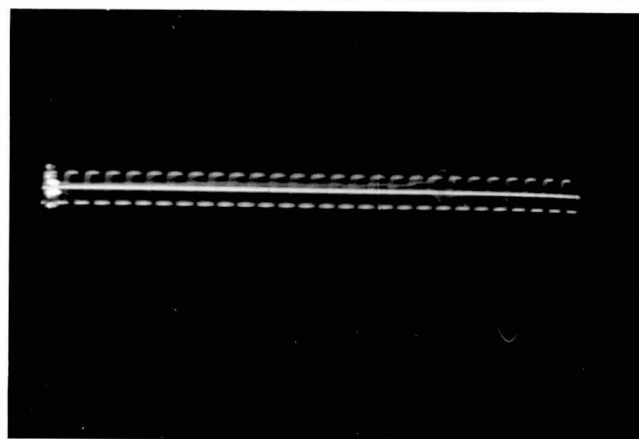
極間電圧

短絡電流

発電機端子電圧

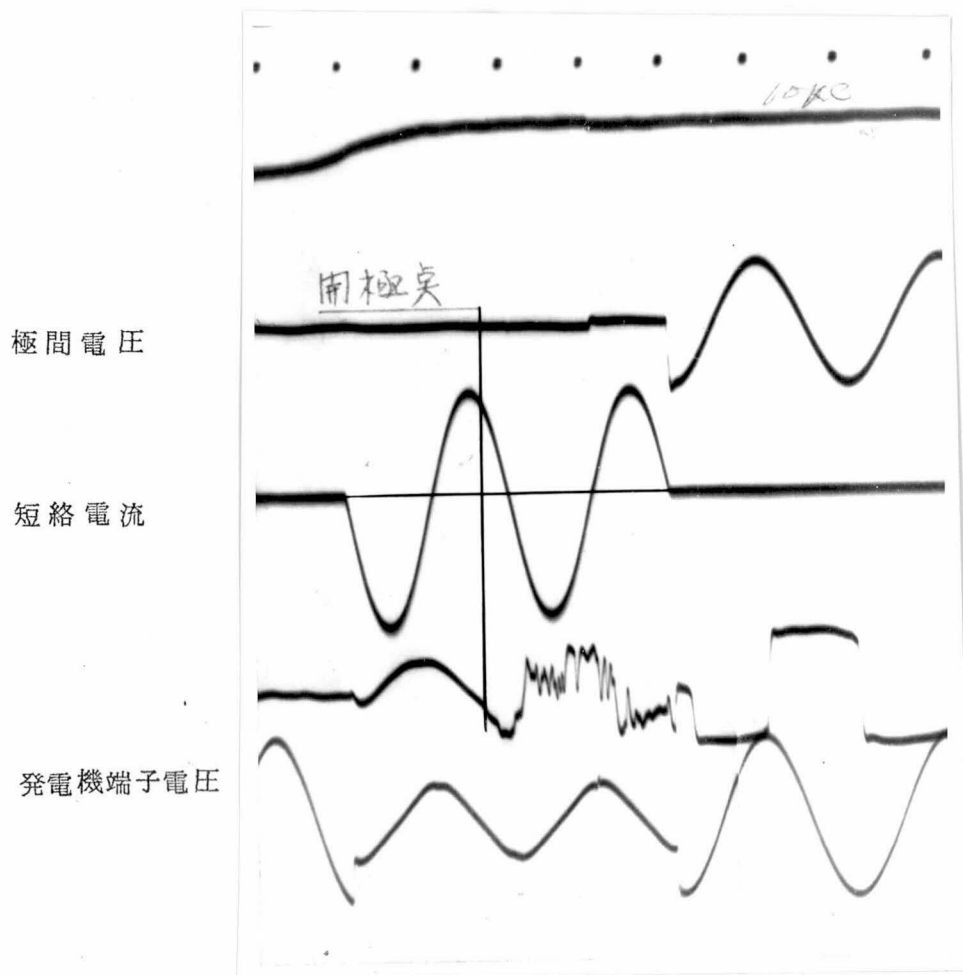


(a) 電磁オシログラム

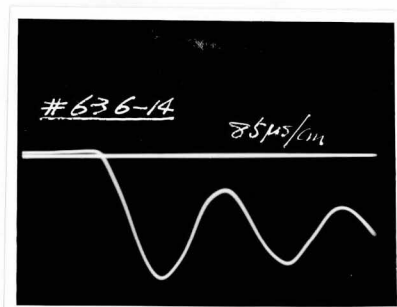


(b) 電流零点近傍の極間電圧
(タイムマークは 100 KC)

第 5.1 b 図 キロメートル故障を模擬して複周波回路のシャ断を行なった場合のオシログラム、供試器は定格電圧 84 KV の A.B.B. 1/2 極短絡電流 9000 A RMS 発電機電圧 25 KV



(a) 電磁オシログラム



(b) 零点近傍の極間電圧 (再起電圧波高値 8.4 KV, 周波数 7 KC)

第 5.1 c 図 定格電圧 2.4 KV の空気シャ断器のオシログラム

発電機電圧 4.15 KV シャ断電流 3,200 A

致せしめ、かつアーク期間中のアーク電力の積分値を実試験のそれと一致せしめることができれば、たとえ電流零点よりはるか前の電流波形が同一でなくても、かなりよい近似を与えることが可能なようである。

ようするにいかなるシヤ断器に対しても必要なアークエネルギーを充分賦与できる電流源能力があり、消弧にもつとも重要な零点近傍の回路条件が確かなものであれば、実試験以上に精密な条件制御が可能なこの等価試験方法を用いて、零点をへだたる期間におけるアーク電流波形の、零点近傍の現象への影響を詳細に究明することができる。したがってその結果を用いて逆にアークエネルギー賦与方法の合理的なものを見出すことが可能である。

なお最近の高速シヤ断器といえども、シヤ断器のシヤ断限界ではアーク時間が長くなることも考えられ、とくに設計試験、開発試験などでは任意のアーク時間におけるシヤ断性能を確認する必要があるので、第1章で説明した従来の合成等価試験方法では容易でないところの「半サイクル以上のアーク時間に対する試験」が可能なことも必要条件である。

5.2 新しい等価試験方法の提案とその概要⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽³⁾⁽⁴⁾

5.2.1 概 要

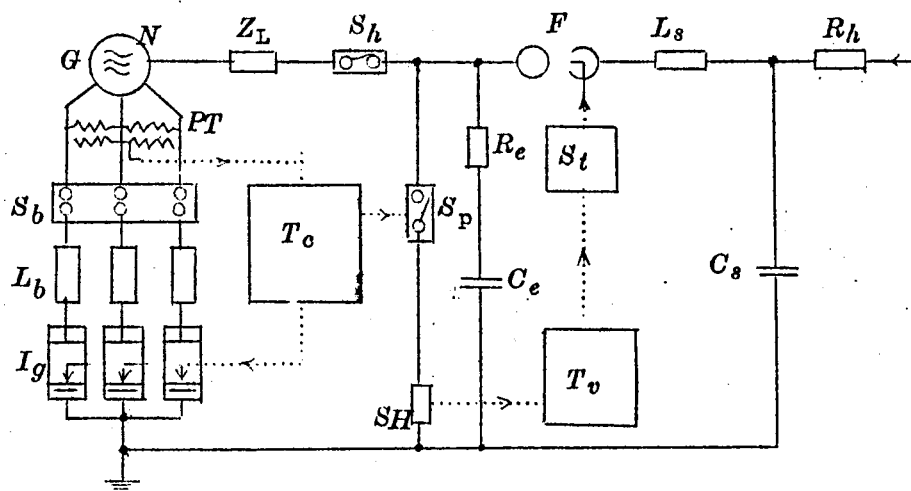
第1章ですでに発表されている提案や実施例を示したが、いずれも少なからず欠点がある。前節で述べた諸条件をすべて満足することは不可能であるが、それらのうち A、E、G で実施している Weil 回路方式は電圧源回路の構成においてかなり理想に近いものである。その理由は、電圧源回路が電流零点前に投入されるので、電圧の零休止はなく高圧振動回路の常数を適当に選ぶことによつて、電流零点近傍での試験回路の条件を想定している実回路のそれと全く同一にできる、すなわち回路の周波数のみならずサーヂインピーダンスを等しくすることができるからである。しかしながら Weil 回路はアーク時間が半サイクル以上のシヤ断器に対しては適用できないというかなり本質的な欠点を有している。

ソ連の Chernychev の回路は、電圧源の構成としては Weil 回路と同様であるが、電流源回路に工夫を施して、半サイクルアーク時間を延長することに成功している点では一歩理想に近づいたものといえる。しかし電流源回路にかなり複雑な装置を必要とすること、電圧源回路の設備が倍加して、高価になるとともに、その制御が非常に複雑になることなどの欠点を有している。

これに対して筆者らが考案した電流源に直流を用いる回路は、手軽に任意のアーク時間を賦与できるのみならず、その電流源回路にさらに工夫を施すことによつて、それを構

以下にこの回路の原理およびその概要について説明する。

そもそも交流シャ断器は、元来交流電流の零点でシャ断されるものであつて、電源電圧がシャ断器アーク電圧に対してかなり高い場合には、その回路条件によつて決まる電流零点に到達するまでは電流シャ断の機会がないわけである。そこである程度の電圧を有する直流電源回路によつて短絡電流を流し、この電流を供試シャ断器に通じてこれを開極せしめれば、供試シャ断器中にアークを持続させることが可能である。直流電源の制御により、適当な時間でこの電流を零にせしめるならば、シャ断器のアーク時間を任意に制御することができるのであつて、この電流零点において従来の Weil 回路と全く同様に、高圧振動回路の火花ギャップ閉成を行わせれば、“任意のアーク時間での等価試験”が可能となるのである。



第 5.2 図 等価試験回路図

- 147 -

クタンス Ls 、再起電圧調整回路 Re_w 、 Qe よりなる高圧振動回路が閉成されて、供試シヤ断器 Sp の電流零点における電流変化率ならびに再起電圧波形を任意の希望の状態に与えることができるのである。

もちろん実試験と異なり、この試験では与えられたシヤ断電流、アーク時間、再起電圧に対してのシヤ断の成否を試験してゆくのであつて、実試験にくらべてかなりの手間を要するが、一方、各要素の調整が実試験と違つておののの独立に自由に行えるから、研究試験としては非常に便利である。この試験によつて一つのシヤ断器を試験する場合、最終的にはたとへば第 5.3 図に示すような特性曲線を得ることとを目標とするわけである。第 5.3 図は、再起電圧周波数または上昇率を縦軸、シヤ断電流を横軸としたグラフである。縦軸のラベルは「再起電圧周波数または上昇率」、横軸のラベルは「シヤ断電流」である。グラフには四つの曲線が描かれており、それぞれ t_1 、 t_2 、 t_3 、 ∞ とラベルされている。これらの曲線は、シヤ断電流が増えるにつれて再起電圧周波数または上昇率が減少する傾向を示している。また、 t_1 、 t_2 、 t_3 の曲線は実線であり、 ∞ の曲線は点線である。

第 5.3 図

図はこの試験方法によつて一つのシヤ断器を試験する場合、アーク時間 t_a におけるシヤ断成否の限界点を示す曲線である。 t_a をいろいろ変化させて曲線をいくつか作れば、この図から逆に、あるシヤ断電流と再起電圧におけるアーク時間を推定することができるし、 $t_a = \infty$ 、すなわちシヤ断不能となる限界の回路特性を推定することもできるわけである。

5.2.3 電流源に蓄勢リアクトルを使用する方法 (6)

5.2.2 で述べた方法は短絡発電機をシヤ断器のアーク時間というごく短い間だけ短絡して、それからエネルギーを取り出そうとする方法であるから、いかにインピーダンスマッチングを行つたとしても、その際に取り出されるエネルギーは、発電機の有する回転エネルギーに比較すると、ごくわずかなものに過ぎない。したがつてなんらかの方法によつてこの回転エネルギーをより有効に利用することができれば、電流源としての短絡発電機的能力をさらに大きく拡大することが可能となる。

そこでシヤ断試験に対する合理的なエネルギー放出方法を再検討するために、多量のエネルギーを蓄積し、これを電氣的エネルギーとして放出することが可能な方法をふりかへてみると、

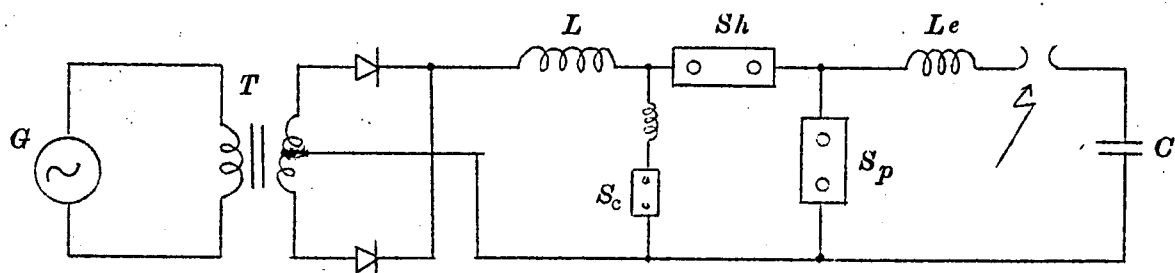
1, 蓄電池を用いる方法

2. 回転機を用いる方法
3. インダクタンスを用いる方法
4. コンデンサを用いる方法

の4つの方法が考えられる。しかしてこれら4つの方法を特徴づけるものは、エネルギー放出時間の長さである。すなわち経済的には、エネルギーを1ミリ秒以内に放出しようとする場合、コンデンサが最も有利であり、ミリ秒程度ではインダクタンスが、秒程度では回転器が、それ以上になると蓄電池を用いる方法がもつとも有利となる。したがってシヤ断器のシヤ断試験としては、ミリ秒程度の持続時間を有するアーク期間中のエネルギーはリアクトルに蓄積されたエネルギーを利用し、一方ミリ秒以内に現象が終了する電流零点近傍および再起電圧期間のエネルギーにはコンデンサに蓄積されたエネルギーを利用できればもつとも理想的なものとなるわけである。

再起電圧期間におけるエネルギーの賦与に蓄電池を利用するということは、第1章で述べたように、すでに Weil 回路をはじめとして一般に行われているが、さらに一步進んでアークエネルギーの賦与にインダクタンスを利用して、最も合理的な合成等価試験回路を得ようとするのがこの方法である。

第5.4図はこの方法の原理図を示したものである。すなわち電源として短絡発電機を使



- | | |
|--------------------------|----------------------|
| G : 短絡発電機 | L : 蓄勢リアクトル |
| S_h, S_p : 供試シヤ断器 | L_e : 高圧振動回路のリアクトル |
| C : 高圧源コンデンサ | L' : アーク時間制御用リアクトル |
| S_c : アーク時間制御用高速投入スイッチ | |

第5.4図 蓄勢リアクトルを使用する回路の原理図

用し、発電機電圧を変圧器を通じて通減した後、イグナイトロンによつて直流電源に変換している。そしてこの直流電源から時定数の大きいリアクトルに直流電流を秒程度の時間かかつて立ち上がらせる。このようにして発電機の回転エネルギーを一旦リアクトルに蓄積

した後、シヤ断器を開極して、蓄積エネルギーを瞬時にしてアークエネルギーに変換しようとするものである。

次にこの方法を使用した時のエネルギー拡大率について検討しよう。

シヤ断器のアークエネルギーを1相当り W_a , アーク時間を τ とすると、シヤ断器に供給されるべき実効電力 P_a は平均

$$P_a = W_a / \tau \quad \dots\dots\dots (5.1)$$

となる。

いま P_a を短絡発電機から直接供給することを考えると、そのために必要な短絡発電機の単相短絡出力の ${}_dP_s^1$ は、インピーダンスマツチングの状態で負荷を取り出すものとして、

$${}_dP_s^1 = 4P_a \quad \dots\dots\dots (5.2)$$

となる。

この発電機の三相定格出力 ${}_dP_o^3$ は ${}_dP_s^1$ との間に

$${}_dP_o^3 = 2x_d'' \cdot {}_dP_s^1 \quad \dots\dots\dots (5.3)$$

(ここに x_d'' は発電機の次過渡リアクタンスである)

のような関係を有しているから、(5.1), (5.2), および(5.3)式から ${}_dP_s^1$ を消去することによつて、 ${}_dP_o^3$ と W_a との間に次のような関係が得られる。

$${}_dP_o^3 = 8x_d'' \cdot W_a / \tau \quad \dots\dots\dots (5.4)$$

一方蓄積リアクトルを使用し、それに蓄積されたエネルギーの約半分を有効に使用したものとすると、 W_a を与えるためにリアクトルに蓄積しなければならないエネルギー W_L は

$$W_L = 2W_a \quad \dots\dots\dots (5.5)$$

となる。

いま第5.4図のような回路を使用して、短絡発電機の有する回転エネルギーを $\eta\%$ だけ移行できるものとする、(5.5)式から W_a なるアークエネルギーを供給するのに必要な短絡発電機の定格出力 ${}_L P_o$ は次式で与えられる。

$${}_L P_o = \frac{2W_a}{\eta \cdot H} \quad \dots\dots\dots (5.6)$$

ここに H は短絡発電機の慣性常数である。

したがつて、上述の二つの方式によつて W_a なるアークエネルギーを供給するのに必要な短絡発電機の出力量比

$R_1 (= {}_dP_o^3 / {}_L P_o)$ は(5.3)および(5.6)式から次式で与えられる。

$$R_1 = 4 \alpha_d'' \cdot \eta \cdot H / \tau \quad \dots\dots\dots (5.7)$$

例えばアーク時間半サイクルの高速シャ断器の試験を例にとり、短絡発電機としては $\alpha_d'' = 0.06$, $H = 3.5$ のものを使用し、エネルギー移行率 η は 0.25 とすることができたとすると(第7章でこれが可能なことを証明する)。

$$R_1 = 25$$

となる。

すなわち蓄勢リアクトルを使用すれば W_a なるエネルギーを供給するのに必要な短絡発電機の容量は、発電機直接の場合に比して 25 分の 1 でよいこと、換言すれば電流源としての能力を 25 倍に拡大できることになる。例えば 2000 KVA の小型の短絡発電機を使用しても、この方法を用いてアーク時間半サイクルのシャ断器のシャ断試験を行うものとするれば、電流源として定格出力 50 KVA の短絡発電機を直接使用した場合に匹敵するアークエネルギーを供給することが可能である。

なお、短絡発電機で直接試験する場合と電流源、電圧源を別個に有する合成等価試験(電流源の短絡発電機は直接使用するものと考えている)による場合とで、同一シャ断器の試験を行うのに必要な短絡発電機の容量を比較すると、

$$R_2 = P / d P_s \div \frac{E_s}{4 \cdot 2 E_a} \quad \dots\dots\dots (5.8)$$

となる。

ここに P はシャ断器を直接試験するのに必要な短絡発電機の短絡容量、 E_s は試験に際してシャ断器に印加されるべき電圧(実効値)、 E_a はアーク電圧である。また分母の 4 はインピーダンスマツチングの状態で負荷を取り出す場合に必要な短絡発電機の容量と負荷との比を意味し、2 は合成等価試験回路に 2 つのシャ断器を直列に使用しなければならないために現われる数である。

(5.7) 式と (5.8) 式とから、蓄勢リアクトルを使用することによつて得られる全拡大率 R_t は次式で与えられる。

$$R_t = R_1 \cdot R_2 = \frac{E_s}{2 E_a} \cdot \alpha_d'' \cdot \eta \cdot H / \tau \quad \dots\dots\dots (5.9)$$

今 $R_1 = 25$, $E_s / E_a = 50$ とすると

$$R_t = 157$$

実に 157 倍の拡大率が得られることになる。

したがつて原理的には 2000 KVA 程度の小型の発電機を使用しても、蓄勢リアクトルを電流源とする合成等価試験方法を用いれば、アーク時間半サイクルの試験に関しては

定格出力 300 MVA 程度の短絡発電機で直接試験する場合に匹敵する試験が可能である。

なお、この電流源回路を使用する場合の高圧振動回路の投入方法、試験のやり方などは第 5.2 節で述べた方法と全く同様である。しかしアーク時間の制御には整流器の格子制御を使用することができないので、第 7 章で詳細に説明するように、シャ断器の端子間を適当なインピーダンスで短絡する方法を用いなければならない。

第 6 章 結 言

合成等価試験はシヤ断器のシヤ断性能検証方法の一つとして非常に重要であり、将来もその重要性がますます増大しつつあるので、過去および現在において数多くの方式が提案され、幾多の研究が行われている。しかしながらそれらのうちには消弧現象を十分に把握することなく提案されたものも多く、その妥当性には疑問な点のあるものが多い。したがって、現在ではまだ型式試験あるいは受入試験として一般に承認されるまでには至っておらず、研究すべき点が数多く残されている。

シヤ断器の妥当性に対する完全な裏附を得るためには、消弧現象の本質を明らかにすること
が是非必要である。そこでまず第2章では高圧プラズマの基ソ物理的な性質を明らかにし高圧
アーク空間に対する基礎方程式を樹立した。そして気流あるいは油流を吹付けることによつて、
媒体が同一でもアークの熱慣性がいちじるしく低下するのは、「原子から分子への再結合反応速
度がかなり小さいために断熱膨張による冷却効果が有効に作用すること」が一つの重要な原因
であることを明らかにした。第3章では各種のアーク空間の消弧現象を実験的に究明し、とく
に空気シヤ断器では第2章の理論的考察から予測されるところの「アーク空間への入力とアーク
冷却力との競争によつて消弧が行われる」という消弧現象の概念が妥当であること、したが
つて「いわゆる残留電流が十分に流れる程度の高い固有周波数を有する回路条件」と「固有周
波数、サージインピーダンスが共に極めて低く零点前に電流の指数関数的な減少が見られる回
路条件」という二つの極端な回路条件における測定結果から、他のあらゆる回路条件における
電流変化の様相が計算によつて予測できること、また消弧には回路の固有周波数のみならずサ
ージインピーダンスが非常に重要であること、などを明らかにした。

第4章では文献を参照して系統の特性について考察し、系統再起電圧に空気シヤ断器などに
対して非常に苛酷な条件を与える複周波数特性があること、系統の短絡電流は将来もますます
増加する傾向にあるので、将来も合成等価試験方法の重要性がますます増大する可能性のある
ことなどを指摘した。

第5章ではそれまでの章で得た結果を反すうすることによつて、理想的な合成等価試験方法
の具備すべき必要条件が

1. 消弧が行なわれる電流零点近傍では回路の固有周波数のみならずサージインピーダンス
も実回路のそれと一致しなければならないこと。

2. できるだけ広範囲の再起電圧条件を賦与できること。
3. 複周波数再起電圧を容易に賦与できること。
4. 消弧零点はるか前の電流波形までも一致させる必要はないが、アーク期間中のアーク電力の積分値は一致するべきであること。
5. アーク時間が半サイクル以上の試験も可能なこと。

などであることを示した。

そして「電圧源としては充電されたコンデンサとリアクトルとからなる高圧振動回路を用い、電流源としては蓄積リアクトルを用いる方法」が最も合理的な試験方法であつて、これによれば短絡発電機的能力を100倍以上にも拡大して、なおかつ任意のアーク時間に対する試験が合理的に行えることを示した。

この合成等価試験を実施するためには、主回路を構成する各種の機器、それらを制御する装置、および試験結果を精密に測定する各種の測定装置、が必要であるが、第2部ではこれらの装置を詳細に説明する。そして、最後に本等価試験方法を大容量空気吹付シヤ断器および油入シヤ断器に適用した実施例について説明する。

第 II 部 等価試験装置に関する研究 および等価試験の実施例

第 I 部ではシャ断器の等価試験方式を各種の点から基ソ的に考察し、最も合理的な等価試験方式を提案したが、第 II 部では新しい等価試験方法を具体的に実現するために必要な各種の装置について述べ、最後に等価試験の実施例について説明する。

第 7 章 主 回 路

第 5 章で述べたように筆者らの考案した等価試験回路の主回路は、「短絡発電機と整流回路とを組み合わせた大電流直流源」と、「充電された大容量コンデンサを電源とする高圧源」という二つの独立した回路によつて構成されている。

本章ではその回路構成について具体的に説明する。

7.1 電流源回路

7.1.1. 直流源を直接使用する方法⁽⁴⁾

「交流シャ断器の電流がそのアーク電圧より高い電圧を有する直流源から賦与されている場合には、回路をシャ断することができない」という性質を利用したものであつて、例えば三相発電機電圧を第 7.1. a 図に示すような三相半波整流回路を通して b 図に示すような三相脈流電圧に変換した後、これを低インピーダンス Z_0 を通じて交流シャ断器に瞬間的に賦与しようとするものである。

電流波形は、アーク電圧が電源電圧に比して、かなり低いときには回路の転流リアクタンスと Z_0 とから概算できるが、アーク電圧が高い場合にはその瞬間的な脈動に影響されるので、*a priori* に計算することは困難であり、実験的に所要の値に合わさなければならない。

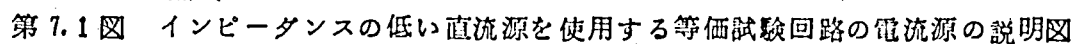
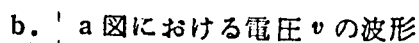
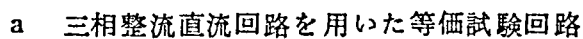
しかしながらこの方法は整流器の格子制御で簡単にアーク時間が制御できること、整流器に大電流が流れる時間が非常に短時間であるので、それがかなりの過負荷にたえうること、普通の短絡試験場に設置された抵抗あるいはリアクトルを流用して試験が実施できること、などの特徴を有しているので、通常の短絡試験場で手軽に実施しようとするのには便利な方法である。

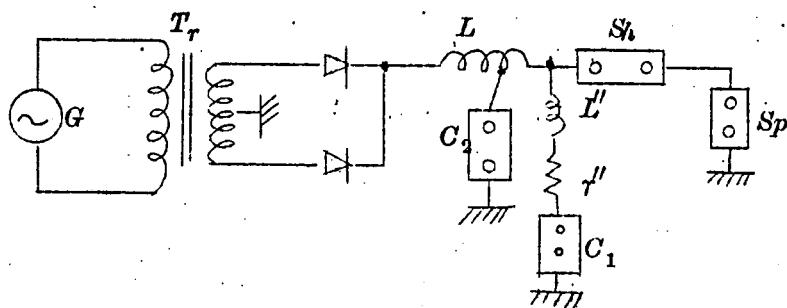
しかし計画的に電流源回路を作成しようとするには、次に述べる方法が種々の点で優れていることは申すまでもない。

7.1.2 電流源に蓄勢リアクトルを使用する方法⁽⁶⁾

(1) 概 要

第 4 章ですでに述べたように、短絡発電機の有する回転エネルギーを一たん高インタクタン스를有するリアクトルに蓄積した後、アークエネルギーとして短期間に放出しようとする画期的にしてかつ合理的な方法である。





G : 短絡発電機
 Tr : 変圧器
 L : 蓄勢リアクトル
 C_1, C_2 : アーク時間を制御する高速投入スイッチ
 S_h : 補助シャ断器
 S_p : 供試シャ断器

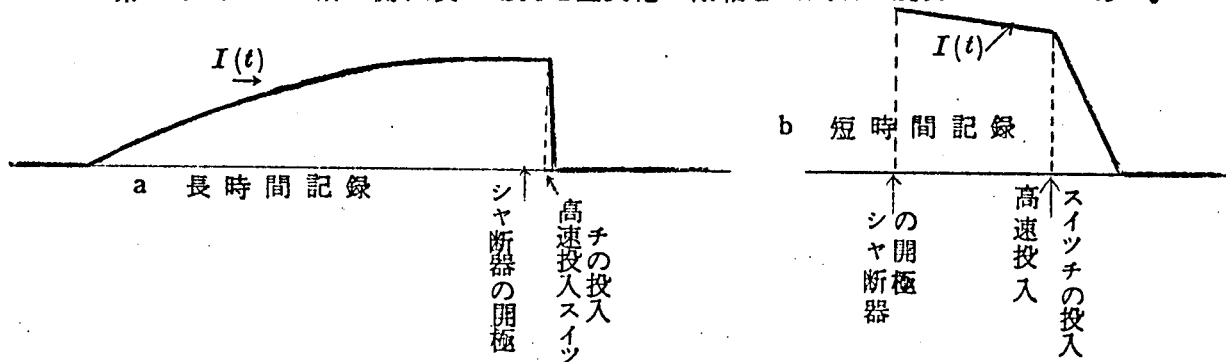
第 7.2 図 蓄勢リアクトルを使用する電流源回路の一例

この回路の 1 例を第 7.2 図に示す。短絡発電機の電圧を変圧器によって減圧して低電圧で大電流を取り出せる回路とし、供試器および補助シャ断器を短絡したままで、整流装置によつて整流して直列に挿入された蓄勢リアクトルに電流を流す。リアクトルの電流が十分に立上つたところで（同時に発電機は回転エネルギーを放出して減速する）供試器および補助シャ断器を開極して、アークを発生させる。供試器のアーク電圧は、アークによる電流の減少に応じて $L \cdot dI/dt$ の形で与えられ、リアクトルのエネルギーはアークエネルギーとして能率よく消費されるわけである。この方法を使用した時の試験拡大率については、第 5 章で考察したところである。

(2) アーク時間の制御

この方法では回路に高インダクタンスが挿入されているので、(1)で述べた方法のように整流器の格子制御によつてアーク時間を制御することは不可能である。そこでアーク時間の制御は第 7.2 図に示すようにリアクトルの中間端子を高速投入スイッチ C_2 で接地してシャ断器端子間からみたインピーダンスを減少させるか、あるいは C_2 によつてシャ断器端子間を低インピーダンスで短絡することによつて行つている。

第 7.3 図はシャ断器開極後の電流電圧変化の様相を図式的に説明したものである。



第 7.3 図 電 流 波 形

次にこの波形を数式的に考察しよう。

シャ断器開極の瞬間を時間の原点にえらび、アーク時間を制御するために投入される高速スイッチの投入時間を t_1 とすると、アーク電流 I は近似的に次式で与えられる。

まず $0 \leq t < t_1$ の時間的位置では

$$I(t) = I_0 - \frac{1}{L} \int_0^t E_a(\tau) d\tau \quad \dots\dots\dots (7.1)$$

次に $t_1 \leq t \leq t_2$ の時間的位置では、

蓄勢リアクトルのインダクタンスを L' に減少させた場合には

$$I(t) = I_0 - \frac{1}{L} \int_0^{t_1} E_a(\tau) d\tau - \frac{1}{L'} e^{-\frac{r'}{L'}(t-t_1)} \int_{t_1}^t E_a(\tau) e^{-\frac{r'}{L'}(\tau-t_1)} d\tau \quad \dots (7.2)$$

シャ断器の極間にインダクタンス L'' 、抵抗 r'' からなるインピーダンスを投入した場合

$$I(t) = I_0 - \frac{1}{L} \int_0^t E_a(\tau) d\tau - \frac{1}{L'} e^{-\frac{r''}{L''}(t-t_1)} \int_{t_1}^t E_a(\tau) e^{-\frac{r''}{L''}(\tau-t_1)} d\tau \quad \dots\dots\dots (7.3)$$

こゝに L は蓄勢リアクトルのインダクタンスである。

なお、蓄勢リアクトルの時定数は一般にアーク時間に比して極めて大きいので、これを無視している。

$E_a(t)$ は一般に複雑な時間の関数であるが、上式に示すように、 $I(t)$ の波形に影響を与えるのはその積分値であるから $E_a(t)$ の平均的な値を知れば $I(t)$ の大体の波形は予測できる。とくに電流にかかわらず一定のアーク電圧を示すようなシャ断器では、 $I(t)$ は次式で与えられる。

$$0 \leq t \leq t_1 \text{ のとき} \quad I(t) = I_0 - \frac{E_a}{L} t \quad \dots\dots\dots (7.4)$$

$$0 \leq t \leq t_1 \text{ のとき} \\ \text{インダクタンスを } L' \text{ に減少した場合} \quad I(t) = I_0 - \frac{E_a}{L} t_1 - \frac{E_a}{r'} \left(1 - e^{-\frac{r'}{L'}(t-t_1)} \right) \quad \dots\dots\dots (7.5)$$

$$\text{極間に } L'', r'' \text{ を投入した場合、} \quad I(t) = I_0 - \frac{E_a}{L} t_1 - \frac{E_a}{r''} \left(1 - e^{-\frac{r''}{L''}(t-t_1)} \right) \quad (7.6)$$

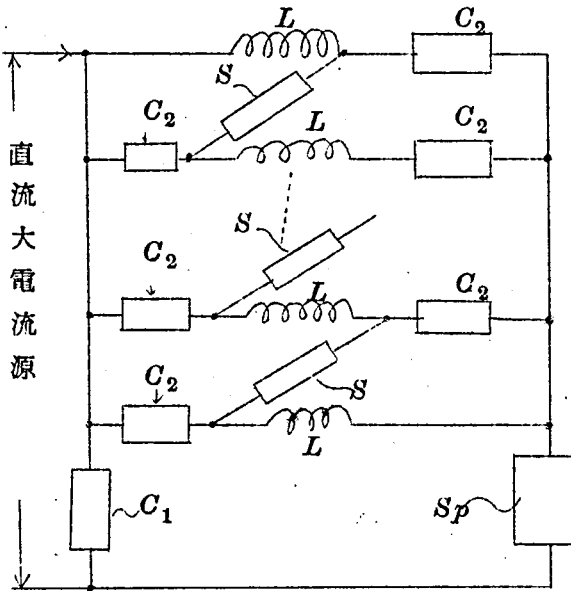
なおアーク時間を制御する高速投入スイッチにイグナイトロンのような精密な制御可能な整流器を利用して非常に正確な制御を行うことも可能である。

(3) 蓄勢リアクトルの電流を倍加する方法

蓄勢リアクトルは一種の定電流源回路として作用するが、シャ断器の開極前に流れて

いた電流を開極と同時に大きく拡大して大電流の形でシャ断器に賦与したい場合には次のような方法を用いることができる。

第 7.4 図はこの方式を図で説明したものである。



S_p : 供試シャ断器
 C_1, C_2 : 高速投入スイッチ
 S : シャ断器

第 7.4 図 蓄勢リアクトルの電流を拡大する方法

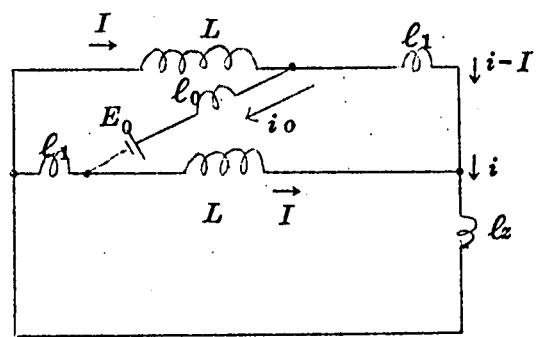
まず C_1 および C_2 を開の状態、 S および S_p を閉の状態にして、直流大電流源から (1) で述べた方法と同じように、直列に接続されたリアクトル L に電流を流通させる。

直列に接続されたリアクトルに流れる電流が充分立ち上った時間位置で まず C_1 を閉じ、次に C_2 を閉じると、それまで直列に接続されていた数個のリアクトルが並列に接続される。この状態でシャ断器 S を開極すると、 S の接続されていた回路を流れる電流がすべて S_p の回路に移行し、 S_p には電流源から供給していた電流をリアクトルの個数倍した電流が供給され、電流の拡大が行われるのである。

いま簡単にこの方法の原理を解析するために、電流を 2 倍に拡大する場合を考えよう。

第 7.5 図は電流を 2 倍に拡大しようとする場合の電流拡大寸前の回路図である。

図において ℓ_0, ℓ_1 は回路の浮遊インダクタンスである。簡単のために回路の抵抗は無視する。またスイッチ S を、それを流れる電流と逆の極性を有する電圧 E_0 の定電圧源とし、 S_p は ℓ_2 なる浮遊インダクタンスを有し、閉じたまゝであると仮定すると、第 7.5 図の i_0 の変化は次式で与えられる。



第 7.5 図 電流拡大時における回路図

$$\frac{di_0}{dt} = - \frac{E_0 + \frac{E_0}{L - \ell_2} (2\ell_1 + 2\ell_2)}{C_0 + 2\ell_1 + \ell_2 + \frac{\ell_0 + \ell_2}{L - \ell_2} (2\ell_1 + 2\ell_2)}$$

一般に $L \gg \ell_0, \ell_1$ であるから分母分子の第2項を無視すると、

$$i_0 = I_0 - \frac{E_0}{\ell_0 + 2\ell_1 + \ell_2} t$$

となる。ただし I_0 は電流を拡大しようとする寸前に L を流れていた電流であり、また時間の原点をスイッチングが行われる瞬間にとつている。

したがって回路の切り換え開始から、 S を流れていた電流がすべて負荷に移行されるまでの時間 t_0 は次式で与えられる。

$$t_0 = \frac{\ell_0 + 2\ell_1 + \ell_2}{E_0} I_0$$

いま、例えば $\ell_0 + 2\ell_1 + \ell_2 = 10 \mu H$ $E_0 = 500 V$ $I_0 = 10 kA$ とすると

$$t_0 = 200 \mu s$$

すなわち 200μ 秒程度の短時間で電流を移行することが可能である。

なお、回路を切り換えるときのエネルギー損失は、 E_0 には無関係に回路の浮遊インダクタンスによつて定まり、例えば第7.5図の回路の場合、 $\frac{1}{2} (\ell_0 + 2\ell_1 + \ell_2) I_0^2$ となる。したがって $L \gg \ell_0 + 2\ell_1 + \ell_2$ である限り、非常に小さいものである。

次に全インダクタンス L_0 の蓄勢リアクトルに I_0 なる電流を流した後、 L_0 を n ケ並列に切り換えて、電流を n 倍に拡大した時に、供試器を流れる電流を最大にするような n の値について検討する。

供試器の開極状態で、電流を n 倍に拡大してから、供試器を開極するものとし、供試器のアーク電圧を E_a とすると供試器を流れる電流 $I(t)$ は (7.1) 式から

$$I(t) = nI_0 - \frac{n^2}{L_0} \int_0^t E_a(\tau) d\tau$$

となる。ただし供試器の開極点が時間の原点にえらばれている。したがって、例えば $t = 0 \sim t = t_0$ までの $I(t)$ の平均値あるいは $t = t_0$ における電流瞬時値を最大にするような n の値が存在し、それは次のように与えられる。

$t = 0 \sim t_0$ までの電流の平均値を最大にする n の値 n_1 は

$$n_1 = \frac{L_0 I_0 t_0}{2 \int_0^{t_0} d\tau_1 \int_0^{t_1} E_a(\tau_2) d\tau_2}$$

$t = t_0$ における電流瞬時値を最大にする n の値 n_2 は

$$n_2 = \frac{L_0 I_0}{2 \int_0^{t_0} E_a(\tau) d\tau}$$

となる。

例えば空気吹付シャ断器ユニットシャ断点を2ケ直列に接続したものに $25 mH$ のイ

ンダクタンスから 10 kA の電流を供給している場合を例にとろう。

まずアーク電圧はストロークの増加と共に直線的に増加するものと仮定し、次式を満足するものとする。

$$E_a(\tau) = k\tau$$

ここに $k = 0.5\text{ KV/ms}$

この場合アーク期間の終り、例えば $t_0 = 10\text{ ms}$ における電流を最大にするためには

$$n_2 = 5$$

その時に得られる電流値は

$$I = 25\text{ KA}$$

となる。

また、平均電流を最大にするためには

$$n_1 = 15$$

その時に得られる平均電流値は

$$I = 75\text{ KA}$$

となる。

切り換えによつて電流を大きく拡大できることがわかる。

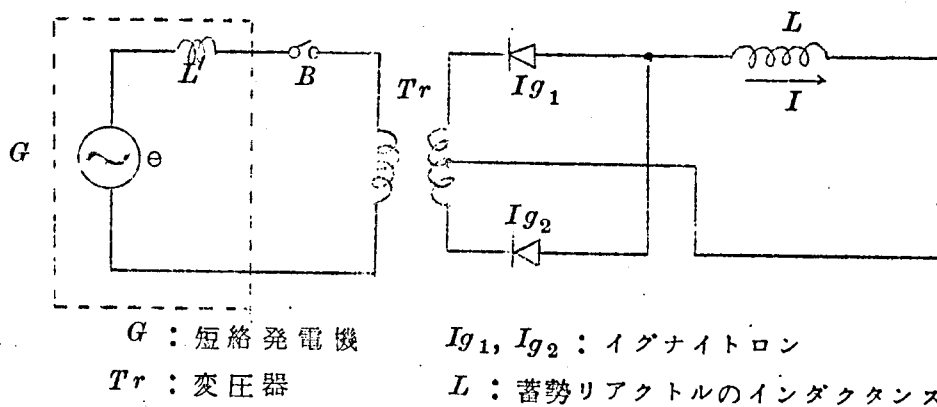
7.1.3 短絡発電機から蓄勢リアクトルへエネルギーを移行する時に生じる過渡現象

電流源回路を構成する短絡発電機、整流用変圧器あるいは蓄勢リアクトルを設計するためには、短絡発電機から整流器を通じて流れる電流値を計算することがぜひ必要である。そのためには整流器回路の過渡現象および短絡発電機の過渡現象を考慮しなければならない。一般に発電機の内部起電力の振幅は電機子電流による電機子反作用あるいは界磁回路の電源電圧の変化などによつて時間とともに変化するが、その変化率は小さく整流1周期程度の短時間ではほとんど一定とみなせるので、整流回路の過渡現象と短絡発電機の過渡現象とを分離して考察することができる。そこでまずこの二つの過渡現象を分離して考察し、最後に具体的な例を用いてこれらを結合した総合的な解析の方法を例示する。

(1) 整流器回路の過渡現象

例えば第7.6図に示すような回路構成を考え、解析には次のような仮定を行う。

- (i) 短絡発電機は「内部インピーダンスが無限に小さく、電圧 θ の電圧源」と「直列の等価インダクタンス L' 」とから構成されている電源である。(3)で詳細に説明する)
- (ii) 発電機電圧 θ は次式で与えられる。



第 7.6 図 蓄勢リアクトルに電流を立ち上がらせる
ときの電流源回路の構成

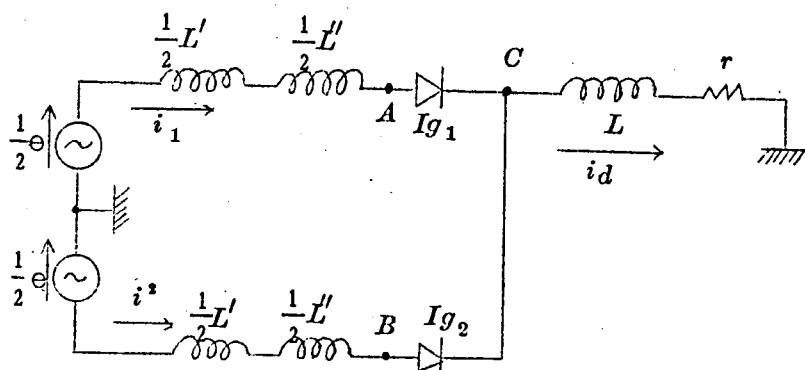
$$\theta = Em(t) \sin \omega t$$

ここで $Em(t)$ は次のような関係を満足している。

$$\frac{Em'(t)}{Em(t)} \ll \omega$$

- (iii) 整流器のアーク電圧は電流にかかわらず一定値 E_A である。整流器の格子制御は行わない。
- (iv) 蓄勢リアクトルの時定数すなわちインダクタンスと直列抵抗との比は発電機周波数の逆数に比してはるかに大きい。
- (v) 発電機および変圧器の漏洩インダクタンスは、リアクトルのインダクタンスに比してはるかに小さい。

上述の仮定を考慮して、すべての回路を変圧器の二次側に変換した等価回路を作成すると、第 7.7 図のようになる。



第 7.7 図 整流回路の等価回路

図において L' は変圧器の漏洩インダクタンスであり、 L は蓄勢リアクトルのインダクタンス、 r はその抵抗分である。また i_1, i_2, i_d は図に示す回路を流れる電流である。

周知のように整流回路は

- a. I_{g1} だけが流通している状態
- b. I_{g1}, I_{g2} が流通している状態
- c. I_{g2} だけが流通している状態

という三種類の状態が $a - b - c - b - a \dots$ の順序で交互に繰返えされる現象であつて、 $a - b, b - c$ への転移は「整流器の陽極電圧が陰極電圧より E_A だけ高くなつた時整流器は点弧し、流通電流が零になつた時整流器は電流をシヤ断する」という条件で行われる。したがつて整流回路の過渡現象を考察するためには、各回路状態における電流電圧を解析しなければならない。そこで各回路状態における電流電圧に、それぞれの状態に応じて添字 $a, b, c \dots$ を附して表わし、順次解析して行こう。

まず a 状態を考えれば回路方程式は次のようになる。

$${}_a i_1 = {}_a i_d \quad \dots\dots\dots (7.7)$$

$$\frac{1}{2}(L+L') \frac{d}{dt} {}_a i_1 + (L \frac{d}{dt} + r) {}_a i_d = \frac{1}{2} {}_a \Theta + E_A \quad \dots\dots\dots (7.8)$$

(7.7)・(7.8)式から i_1 を消去し、仮定(v)により L' および L' を無視すると回路方程式は次のように簡単化される。

$$L \frac{d {}_a i_d}{dt} + r {}_a i_d = \frac{{}_a \Theta}{2} + E_A \quad \dots\dots\dots (7.9)$$

b 状態から a 状態へ転移する瞬間を時間の原点とし、そのときの ${}_a i_d$ の値を ${}_a I_d^{(0)}$ として、(7.9)式を p 関数に変換すれば

$${}_a I_d(p) = \frac{{}_a E(p) + E_A}{Lp + r} + \frac{{}_a I_d^{(0)}}{Lp + r}$$

一般に仮定(iv)に示すように、 L/r は a 状態の持続時間 τ_a に比してはるかに大きいので、上式を $\frac{1}{p}$ の級数として展開し、 $\frac{1}{p} = t$ とおいて、 ${}_a i_d(t)$ の近似式を求めることができる。

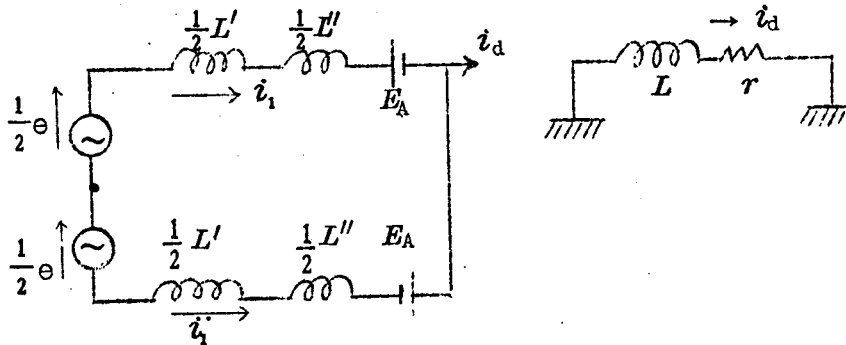
$$\begin{aligned} {}_a i_d(t) &= \int_0^t \frac{{}_a E(\tau) - E_A}{Lp} (1 - \frac{\tau}{Lp} + \dots) + \int_0^t {}_a I_d^{(0)} (1 - \frac{\tau}{Lp} + \dots) \\ &\doteq -\frac{E_A}{L} t + \frac{1}{L} \int_0^t \frac{\Theta(\tau)}{2} d\tau + {}_a I_d^{(0)} (1 - \frac{\tau}{L} t) \dots\dots (7.10) \end{aligned}$$

したがって τ_a の期間における i_d の増分 $\Delta a i_d$ ($= a i_d(\tau_a) - a I_d(0)$) は次式で与えられる。

$$\Delta a i_d = \frac{1}{L} \int_0^{\tau_a} \frac{a \Theta(\tau)}{2} d\tau - \frac{\tau_a}{L} (E_A + a I_d(0) r) \quad \dots\dots\dots (7.11)$$

次に b 状態を考える。

$L' + L'' \ll L$ (仮定 (v)) という条件があるので、この期間における回路は次の二つに分割することが可能である。



第 7.8 図 b 状態における等価回路

したがって回路方程式は次式で与えられる。

$$b\Theta - 2E_A = \frac{1}{2} (L' + L'') \frac{d b i_1}{dt} - \frac{1}{2} (L' + L'') \frac{d b i_2}{dt} \quad \dots\dots\dots (7.12)$$

$$b i_1 + b i_2 = b i_d \quad \dots\dots\dots (7.13)$$

$$L \frac{d b i_d}{dt} + r b i_d = 0 \quad \dots\dots\dots (7.14)$$

(7.12) 式および (7.13) 式から $b i_d$ を消去した後、 b 状態に移した瞬間を時間の原点にとり、その時の $b i_1$ の値を $b I_d(0)$ として、上式を p 関数に変換すれば

(7.14) 式は
$$b I_d(p) = \frac{L p b I_d(0)}{L p + r} \quad \dots\dots\dots (7.15)$$

(7.12) 式は

$$bE(p) - 2E_A = (L' + L'') p b I_1(p) - \frac{1}{2} (L' + L'') p b I_d(p) - \frac{1}{2} (L' + L'') p b I_d(0)$$

となる。

さらに上式より (7.15) 式を用いて $b I_d(p)$ を消去すれば

$$b I_1(p) = \frac{bE(p) - 2E_A}{(L' + L'') p} + \frac{\left(\frac{L}{L p + r} p + 1 \right) b I_d(0)}{2}$$

を得る。

上式および (7.15) 式を $1/p$ で展開して前と同様に ${}_b i_1(t)$, ${}_b i_d(t)$ に対する一次近似式を求めると次のようになる。

$${}_b i_1 = \frac{1}{L+L'} \int_0^t {}_b \Theta(\tau) d\tau - \frac{2E_A}{L+L'} t + \left(1 - \frac{\tau}{2L} t\right) {}_b I_d(0) \quad \dots\dots (7.16)$$

$${}_b i_d = {}_b I_d(0) \left(1 - \frac{\tau}{L} t\right) \quad \dots\dots\dots (7.17)$$

したがって b 状態における電流の増分 $\Delta {}_b i_d$ は (7.17) 式から

$$\Delta {}_b i_d = -\frac{\tau}{L} \tau_b {}_b I_d(0) \quad \dots\dots\dots (7.18)$$

最後に c 状態における方程式は a 状態と全く同様になる。

このようにして $a - b - c - b - a \dots$ と状態がくり返えされて電流が漸次増大していくわけである。

次に長時間における i_d の増大の模様を見るために、長時間におけるその変化を表現する微分方程式を樹立しよう。

発電機電圧の半周期 $\Delta t = 1/2f (= \tau_a + \tau_b)$ における直流電流の増分を ΔI_d とすれば、(7.11) 式および (7.18) 式から

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I_d}{\Delta t} &= 2f (\Delta {}_a i_d + \Delta {}_b i_d) \\ &= \frac{2f}{L} \int_0^{\tau_a} \frac{{}_a \Theta(\tau)}{2} d\tau - 2f \left\{ \frac{\tau_a}{L} (E_A + {}_a I_d(0) \tau) + \frac{\tau_b}{L} {}_b I_d(0) \tau \right\} \\ &\quad \dots\dots\dots (7.19) \end{aligned}$$

となる。

半周期における I_d の変化は極めて小さいので、

$${}_a I_d(0) \doteq {}_b I_d(0) \doteq I_d$$

とおけば (7.19) 式はさらに変形されて次式をうる。

$$\frac{\Delta I_d}{\Delta t} = \frac{2f}{L} \int_0^{\tau_a} \frac{{}_a \Theta(\tau)}{2} d\tau - \frac{I_d}{L} \tau - \frac{2f}{L} \tau_a E_A \quad \dots\dots\dots (7.20)$$

次に電源電圧 $\Theta(t)$ の位相と転流位相との関係を考察しよう。

まず、 a 状態 (I_{g1} だけが点弧している状態) から b 状態 (転流期間) への転移は I_{g2} の陽極電位が陰極電位より E_A だけ高くなつた瞬間に行われる。すなわち、 $L' + L'' \ll L$ という条件から第 7.7 図に示す B 点の電圧は $-\frac{1}{2}\Theta$ に等しく、 C 点の電

圧は $\frac{1}{2}\dot{\theta} - E_A$ に等しいので、転移は次の条件で行われる。

$$-\frac{1}{2}\dot{\theta} - \left(\frac{1}{2}\dot{\theta} - E_A\right) > E_A$$

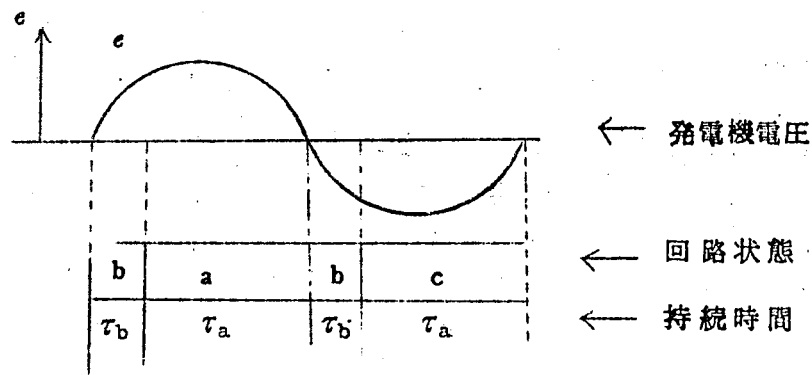
すなわち $-\dot{\theta} > 0$

..... (7.21)

一方 b 状態から a 状態 (I_{g2} だけが流通している状態) への転移は I_{g1} の電流零点において行われる。すなわち b 状態の開始点 ((7.21) 式から明らかなように $\dot{\theta}$ の瞬時値が負から正にうつるときの $\dot{\theta}$ の零点) を時間の原点にとると、(7.21) 式から b 状態が終る時間 τ_b は次式で求められることがわかる。

$$\frac{1}{L'+L''} \int_0^{\tau_b} b\dot{\theta}(\tau) d\tau + bI_d(0) - \frac{2E_A}{L'+L''} \tau_b - \frac{r}{2L} bI_d(0) \tau_b = 0 \quad \dots\dots (7.22)$$

第 7.9 図は各状態の開始点と電源電圧との位相関係を示したものである。



第 7.9 図 電源電圧と回路状態との関係

かくして電源電圧と転流期間の開始点との位相関係が明確となつたので、(7.22) 式および (7.20) 式の $b\dot{\theta}(\tau)$ および $a\dot{\theta}(\tau)$ に具体的な数値を与えることが可能となる。

すなわち a 状態から b 状態への転移は $\dot{\theta} = 0$ $\ddot{\theta} < 0$ の時間的位置で行われるので、(7.22) 式の $b\dot{\theta}(\tau)$ は次式で与えられる。

$$b\dot{\theta}(\tau) = -E_m \sin \omega \tau$$

仮定 (ii) から τ_b ($\leq 1/2f$) 程度の短期間では E_m は一定とみなすことができるので、結局 (7.22) 式は次のようになる。

$$\frac{E_m}{\omega(L'+L'')} (1 - \cos \varphi) = bI_d(0) \left(1 - \frac{r\varphi}{2L\omega}\right) - \frac{2E_A}{L'+L''} \frac{\varphi}{\omega}$$

ただし $\varphi = \omega \tau_0$ である。

仮定 (iv) から $\frac{\tau}{L\omega} \ll 1$ であるから上式はさらに変形されて

$$\frac{E_m}{\omega(L+L')} (1 - \cos \varphi) = I_d(0) - \frac{2E_A}{\omega(L+L')} \varphi \quad \dots\dots\dots (7.23)$$

となる。

また $\theta = 0$ $\dot{\theta} < 0$ を時間の原点に取れば、 α 状態の開始点は第 7.9 図から明らかなように $-\tau_a$ ($= -\frac{\pi}{\omega} + \tau_0$) 終止点は 0 となるので、(7.20) は次のようになる。

$$\frac{\Delta I_d}{\Delta t} = \frac{f}{L} \int_{-\tau_a}^0 (-E_m \sin \omega \tau) d\tau - \frac{I_d}{L} \tau - \frac{2f}{L} \tau_a E_A$$

すなわち

$$\frac{\Delta I_d}{\Delta t} = \frac{E_m}{2\pi L} (1 + \cos \varphi) - \frac{\tau I_d}{L} - \frac{\pi - \varphi}{\pi} \frac{E_A}{L} \quad \dots\dots\dots (7.24)$$

さてこの解析で我々が必要とするのは、 $\frac{1}{2}f$ よりはるかにあらい時間目盛で観察した時の I_d の変化の様相である。したがって (7.23) 式および (7.24) 式を次のような微分方程式に書きかえることができる。

$$\frac{E_m}{2\pi f(L+L')} (1 - \cos \varphi) = I_d - \frac{2E_A}{2\pi f(L+L')} \varphi \quad \dots\dots\dots (7.25)$$

$$\frac{dI_d}{dt} + \frac{\tau}{L} I_d = \frac{E_m}{2\pi L} (1 + \cos \varphi) - \frac{\pi - \varphi}{\pi} \frac{E_A}{L} \quad \dots\dots\dots (7.26)$$

これが I_d の変化の様相を与える微分方程式である。なお一般に整流の半周期程度の短期間で観測すれば一定と考えることができた E_m, φ, I_d, f も、さらに長時間で観測すればすべて時間とともに変化することを考慮しなければならない。

- (2) 発電機電圧の周波数の 1 周期程度の短期間で観測した場合の短絡発電機の単相等価回路

一般の短絡発電機で回転子のダンパー回路の時定数および界磁巻線回路の時定数は発電機周波数の 1 周期にくらべてかなり大きいので、整流の一周期程度の短い時間では、回転子各回路に鎖交する磁束は (1) で仮定したようにほとんど一定であるとみなすことができる。そこで本項では回転子各回路の鎖交磁束を一定と考えて、整流の一周期程度の非常に短い期間で見た場合の発電機の等価回路を求める。

さて、発電機内の磁束を直軸成分および横軸成分に分割し、制動巻線回路を 1 つの回

路で近似した場合の磁束鎖交の関係は周知のように⁽¹⁰¹⁾ 次式で与えられる。

1, 直軸磁束鎖交

$$\psi_d = -x_d i_d + X_{afd} + X_{a1d} I_{1d} \dots\dots\dots (7.27)$$

$$\psi_{fd} = -X_{afd} i_d + X_{ffd} I_{fd} + X_{f1d} I_{1d} \dots\dots\dots (7.28)$$

$$\psi_{1d} = -X_{a1d} i_d + X_{f1d} I_{fd} + X_{11d} I_{1d} \dots\dots\dots (7.29)$$

ここに ψ_d : 電機子直軸鎖交磁束 i_d : 直軸電流

ψ_{fd} : 界磁巻線鎖交磁束 I_{fd} : 界磁巻線電流

ψ_{1d} : 直軸制動巻線鎖交磁束 I_{1d} : 制動巻線電流

x_d : 電機子直軸漏洩インダクタンス

X_{afd} , X_{a1d} , X_{ffd} , X_{f1d} , X_{11d} は、それぞれ電機子、界磁巻線、制動巻線間の相互インダクタンスおよび自己インダクタンスである。(aは電機子、fは界磁巻線、1は制動巻線を代表する添字)

2, 横軸磁束鎖交

$$\psi_q = -x_q i_q + X_{a1q} I_{1q} \dots\dots\dots (7.30)$$

$$\psi_{1q} = -X_{a1q} i_q + X_{11q} I_{1q} \dots\dots\dots (7.31)$$

ここに ψ_q : 電機子横軸鎖交磁束

ψ_{1q} : 横軸制動巻線鎖交磁束

X_q : 電機子横軸漏洩インダクタンス

X_{a1q} , X_{11q} は、電機子、制動巻線間の相互インダクタンスである。

上式で ψ_{fd} , ψ_{1d} , ψ_{1d} を一定と考え、(7.27)(7.28)(7.29)式から I_{fd} , I_{1d} を消去すると

$$\psi_d = \frac{E_d}{\omega} - x_d'' i_d \dots\dots\dots (7.32)$$

(7.30)(7.31)式から I_{1q} を消去すれば

$$\psi_q = \frac{E_q}{\omega} - x_q'' i_q \dots\dots\dots (7.33)$$

ここに x_d'' はいわゆる直軸次過渡リアクタンスであり

$$x_d'' = x_d - \frac{X_{11d} X_{afd}^2 - 2X_{afd} X_{fd} X_{a1d} + X_{ffd} X_{a1d}^2}{X_{ffd} X_{11d} - X_{fd}^2}$$

また x_q'' は 横軸次過渡リアクタンスであつて

$$x_q'' = x_q - \frac{X_{a1q}^2}{X_{11q}}$$

で与えられ、また E_d/ω , E_q/ω は次式で与えられる。

$$\frac{E_d}{\omega} = \frac{X_{afd} X_{11d} - X_{a1d} X_{fd}}{X_{ffd} X_{11d} - X_{fd}^2} \psi_{fd} + \frac{X_{a1d} X_{ffd} - X_{afd} X_{fd}}{X_{ffd} X_{11d} - X_{fd}^2} \psi_{1d} \quad \dots\dots\dots(7.40)$$

$$\frac{E_q}{\omega} = X_{a1q} \psi_{1q} / X_{11q} \quad \dots\dots\dots(7.41)$$

発電機の飽和を考慮しなければならない場合には

$$E_d/\omega = F \left(\frac{X_{afd} X_{11d} - X_{a1d} X_{fd}}{X_{ffd} X_{11d} - X_{fd}^2} \psi_{fd} + \frac{X_{a1d} X_{ffd} - X_{afd} X_{fd}}{X_{ffd} X_{11d} - X_{fd}^2} \psi_{1d} \right)$$

ここに F は発電機の無負荷飽和特性である。

単相負荷の場合の解析に便利なように (7.32) (7.33) 式を α, β 成分に分解すると、

$$\begin{aligned} \psi_{\alpha} = & \frac{E_d}{\omega} \cos \theta - \frac{E_q}{\omega} \sin \theta - \frac{1}{2} \{ x_d'' + x_q'' + (x_d'' - x_q'') \cos 2\theta \} i_{\alpha} \\ & - \frac{1}{2} (x_d'' - x_q'') \sin 2\theta i_{\beta} \quad \dots\dots\dots(7.42) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{\beta} = & \frac{E_d}{\omega} \sin \theta + \frac{E_q}{\omega} \cos \theta - \frac{1}{2} (x_d'' - x_q'') \sin 2\theta i_{\alpha} \\ & - \frac{1}{2} \{ x_d'' + x_q'' - (x_d'' + x_q'') \cos 2\theta \} i_{\beta} \quad \dots\dots\dots(7.43) \end{aligned}$$

ここに θ は電機子と α 相軸との間の角度である。

第 7.6 図のように線間から負荷を取るような場合と考えると、(7.43) 式の i_{α} は零であるから、(7.43) 式は簡単化されて

$$\psi_{\beta} = \frac{E_d}{\omega} \sin \theta + \frac{E_q}{\omega} \cos \theta - \frac{1}{2} \{ x_d'' + x_q'' - (x_d'' - x_q'') \cos 2\theta \} i_{\beta} \quad \dots\dots\dots(7.44)$$

となる。

発電機端子電圧を e_{β} とすれば、

$$e_{\beta} = \frac{d\psi_{\beta}}{dt}$$

なる関係が成立するから、(7.44) 式はさらに変形されて次式のようになる。

$$e_{\beta} = E_d \cos \theta - E_q \sin \theta - \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \{ x_d'' + x_q'' - (x_d'' - x_q'') \cos 2\theta \} i_{\beta} \quad \dots\dots\dots(7.45)$$

ただし、 E_d , E_q , ω の時間的变化および電機子抵抗は無視している。

上式の α , β 成分による表現を線間端子電圧と負荷電流とで表現すると結局次式を得る。

$$\theta_t = E_m \sin(\theta - \delta) - \frac{d}{dt} \{ x_d'' + x_q'' - (x_d'' - x_q'') \cos 2\theta \} i \quad (7.46)$$

ここに θ_t は端子電圧の線間値であり、 i は負荷電流である。

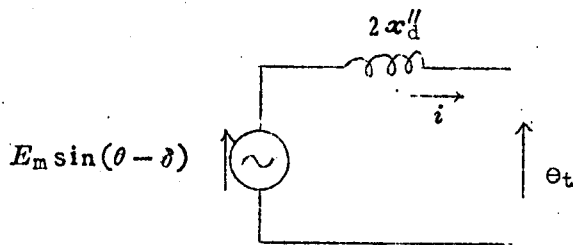
また E_b および δ は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} E_m &= \sqrt{3 \sqrt{E_d^2 + E_q^2}} \\ \delta &= \tan^{-1} \frac{E_q}{E_d} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7.47)$$

一般の短絡発電機のように transient saliency が無視できる場合には $x_d'' \doteq x_q''$ となるから (7.46) 式はさらに簡単化されて

$$\theta_t = E_m \sin(\theta - \delta) - 2x_d'' \frac{d}{dt} i \quad \dots\dots\dots (7.48)$$

となり、第 7.10 図に示す等価回路をうる。



第 7.10 図

(3) 短絡発電機の内部起電力 E_d , E_q の変化

電機子巻線を流れる電流による電機子反作用や過励磁による界磁巻線電流の変化などによつて、整流の一周期程度の短い期間ではほぼ一定と考えられていた界磁巻線鎖交磁束も時間とともに除々に変化する。さらに、発電機の回転エネルギーが外部回路に吸収される結果、発電機の回転数も除々に低下する。したがつて整流一周期程度の短い時間を問題にする限りでは一定と考えることができた E_d , E_q もさらに長時間で観測すれば時間とともに除々に変化するを考慮しなければならない。

まず界磁巻線、制動巻線を鎖交する磁束の変化を考察しよう。いま整流が開始された点を時間の原点として ψ_{fd} , ψ_{1d} , ψ_{1q} を p 関数で表現すれば次のようになる。

$$\begin{aligned} \psi_{fd}(p) &= -X_{afd} \frac{pT_1 + 1}{(pT_{do}' + 1)(pT_{do}'' + 1)} i_d(p) \\ &\quad + T_{do}' \theta_{fd} + \frac{T_{do}'}{pT_{do}' + 1} \Delta \theta_{fd} \quad \dots\dots\dots (7.49) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{1d}(p) = & -X_{afd} \frac{pT_2 + 1}{(pT_{do}' + 1)(pT_{do}'' + 1)} i_d(p) \\ & + \frac{X_{f1d}}{X_{ffd}} \left\{ \frac{T_{d0}' \theta_{fd}}{pT_{do}'' + 1} + \frac{T_{d0}'}{(pT_{do}' + 1)(pT_{do}'' + 1)} \Delta\theta_{fd} \right\} \\ & \dots\dots\dots (7.50) \end{aligned}$$

$$\psi_{1q}(p) = -X_{aq} \frac{1}{pT_{qo}'' + 1} i_q(p) \dots\dots\dots (7.51)$$

ここに $i_d(p)$: 電機子電流直軸成分 i_d の p 関数表現

$i_q(p)$: 電機子電流横軸成分 i_q の p 関数表現

T_{do}' : Open circuit field time constant
 $(= \frac{X_{ffd}}{R_{fd}})$

T_{do}'' : Open circuit direct axis Subtransient time
 const. $(= \frac{X_{11d} - \frac{X_{f1d}^2}{X_{ffd}}}{R_{11d}})$

T_{qo}'' : Open circuit quadrature axis subtransient
 time const. $(= X_{12q} / R_{1q})$

θ_{fd} : 整流開始前の界磁巻線電圧

$\Delta\theta_{fd}$: 過励磁のための電圧増加分

$$T_1 = (X_{ffd} - \frac{X_{afd}}{X_{afd}} X_{f1d}) / R_{1d} \qquad T_{10}'' = X_{11d} / R_{1d}$$

$$T_2 = (X_{ffd} - \frac{X_{afd}}{X_{afd}} X_{f1d}) / R_{fd}$$

一般に $i_d(t)$, $i_q(t)$ は、比較的变化の小さい直流分と、発電機周波数を基本周波数とする高周波成分とに分離できるが、(7.49), (7.50), (7.51) 式の右辺

の第1項にあらわれる時定数は普通の短絡発電機では

$$T_{do}' \gg T_1 > T_{do}'' \gg \frac{1}{2\pi f}$$

$$T_{do}' > T_2 > T_{do}'' \gg \frac{1}{2\pi f}$$

$$T_{qo}'' \gg \frac{1}{2\pi f}$$

と考えられるので、 i_d , i_q の高周波成分は ψ_{fd} , ψ_{1d} , ψ_{1q} の変化に影響を与えない。

したがって、 i_d , i_q としてはその直流分 i_{do} , i_{qo} のみを考慮すれば充分であ

ろう。

α 項で述べた整流回路の場合、付録に示す計算から明らかなように、 i_{do} 、 i_{qo} は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} i_{do} &= \frac{2}{\sqrt{3}\pi} \frac{I_d}{1-\cos\varphi} \sqrt{\varphi^2 - \varphi \sin 2\varphi + \sin^2 \varphi} \sin(\delta + \alpha) \\ i_{qo} &= \frac{2}{\sqrt{3}\pi} \frac{I_d}{1-\cos\varphi} \sqrt{\varphi^2 - \varphi \sin 2\varphi + \sin^2 \varphi} \cos(\delta + \alpha) \end{aligned} \right\} \dots (7.52)$$

こゝに φ は転流角の瞬時値、 I_d は直流電流瞬時値、 δ は発電機の内部位相角の瞬時値であり、また α は次式で与えられる。

$$\tan \alpha = \frac{2\varphi - \sin 2\varphi}{1 - \cos 2\varphi} \dots\dots\dots (7.53)$$

結局 (7.49) ~ (7.51) 式の i_d 、 i_d を i_{do} 、 i_{qo} とみなし、 ψ_{fd} 、 ψ_{1d} 、 ψ_{1q} の変化を微分方程式で表現すれば次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} (T_{do}' \frac{d}{dt} + 1)(T_{do}'' \frac{d}{dt} + 1) \psi_{fd} &= -X_{afd}'(T_1 \frac{d}{dt} + 1) i_{do} \\ &\quad + T_{do}'(\Theta_{fd} + \Delta\Theta_{fd}) \\ (T_{do}' \frac{d}{dt} + 1)(T_{do}'' \frac{d}{dt} + 1) \psi_{1d} &= -X_{a1d}'(T_2 \frac{d}{dt} + 1) i_{do} \\ &\quad + \frac{X_{f1d}}{X_{ffd}} T_{do}'(\Theta_{fd} + \Delta\Theta_{fd}) \\ (T_{qo}'' \frac{d}{dt} + 1) \psi_{1q} &= -X_{a1q} i_{qo} \end{aligned} \right\} \dots (7.54)$$

整流が開始された点を時間の原点とすれば初期条件は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \psi_{fd}^{-0} &= \frac{\Theta_{fd}}{R_{fd}} X_{ffd} & \psi_{1d}^{-0} &= \frac{\Theta_{fd}}{R_{fd}} X_{f1d} \\ \left(\frac{d\psi_{fd}}{dt}\right)_{t=0} &= \Delta\Theta_{fd} & \left(\frac{d\psi_{1d}}{dt}\right)_{t=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7.55)$$

一方短絡発電機の回転数は、蓄勢リアクトルへのエネルギー転移、発電機の内部損失などのために、時間とともに低下する。発電機の内部損失として発電機電流の正相分による正相浮遊損失、発電機電流の逆相分および第三高調波分と逆相抵抗とによる損失の二つだけを考慮し、第五高調波以上の高調波による効果を見捨れば、発電機周波数の変

化は次式で与えられる。

$$\omega = k \sqrt{J_0 - \int_0^t \left\{ \frac{E_m I_d}{\pi} + r_1 i_1^2 + r_2 (i_1^2 + i_3^2) - \frac{\omega}{2\pi} (L' + L'') I_d^2 \right\} dt} \quad (7.56)$$

ここに J_0 は短絡初期の状態が発電機が有する回転エネルギー

r_1 は正相抵抗

r_2 は逆相抵抗

であり、

また、 i_1 、 i_3 は発電機電流の基本波正相分、および第3高調波分を意味し次式で与えられる。（付録 7.2 参照）

$$i_1 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3} \pi} \frac{I_d}{1 - \cos \varphi} \sqrt{\varphi^2 - \sin 2\varphi - \sin^2 \varphi} \quad \dots\dots\dots (7.57)$$

$$i_3 = \frac{I_d}{6 \pi} \sqrt{3 + \cos 4\varphi - 4 \cos 2\varphi} \quad \dots\dots\dots (7.58)$$

(4) 直流電流の計算例

蓄勢リアクトルを流れる直流を具体的に求めるためには、(7.25)(7.26)(7.40)(7.41)(7.47)(7.52)(7.53)(7.54)(7.56)(7.57)(7.58)式を連立させ(7.55)式および $I_d = 0$ を初期条件として、 I_d を求めなければならない。

まず方程式を基準化するために、独立変数の単位を次のようにえらぶ。

$$\text{電流の単位} = \frac{E_{m0}}{\pi(L' + L'')f_0}$$

$$\text{電圧の単位} = E_{m0}$$

$$\text{周波数の単位} = f_0$$

ここで E_{m0} 、 f_0 、 L' 、 L'' は、それぞれ整流開始の瞬間における発電機内部電圧、変圧器の漏洩インダクタンス、発電機の漏洩インダクタンスである。

しかるとき上述の方程式は次のように基準化される。

$$\frac{\bar{E}_m (1 - \cos \varphi)}{2} = \bar{I}_d \bar{f} - \bar{E}_A \varphi$$

$$\frac{L}{R} \frac{d\bar{I}_d}{d\bar{t}} + \frac{\tau}{R} \bar{I}_d = \frac{(1 + \cos \varphi) \bar{E}_m}{2} - (\pi - \varphi) \bar{E}_A$$

$$\bar{E}_m = \sqrt{\bar{E}_d^2 + \bar{E}_q^2}$$

$$\delta = \tan^{-1} \frac{\bar{E}_q}{\bar{E}_d}$$

$$\frac{\bar{E}_d}{\bar{f}} = F (M_{fd} \bar{\psi}_{fd} + M_{id} \bar{\psi}_{id})$$

$$\frac{\bar{E}_q}{\bar{f}} = M_{iq} \bar{\psi}_{iq}$$

$$(T'_{do} \frac{d}{dt} + 1)(T''_{do} \frac{d}{dt} + 1) \bar{\psi}_{fd} = -\frac{2\sqrt{3} X_{afd}}{2x_d'' + x_{t\ell}} (1 + T_1 \frac{d}{dt}) \bar{i}_{do} + \frac{X_{ffd}}{X_{afd}} (1 + \frac{4\theta_{fd}}{\theta_{fd}})$$

$$(T'_{do} \frac{d}{dt} + 1)(T''_{do} \frac{d}{dt} + 1) \bar{\psi}_{id} = -\frac{2\sqrt{3} X_{aid}}{2x_d'' + x_{t\ell}} (1 + T_2 \frac{d}{dt}) \bar{i}_{do} + \frac{X_{fid}}{X_{afd}} \cdot (1 + \frac{4\theta_{fd}}{\theta_{fd}})$$

$$(T''_{qo} \frac{d}{dt} + 1) \bar{\psi}_{iq} = -\frac{2\sqrt{3} X_{aiq}}{2x_a'' + x_{t\ell}} \bar{i}_{qo}$$

$$\bar{f} = \sqrt{1 - \frac{E_{mo}^2}{J_o \pi^2 R} \int_0^t \{ \bar{E}_m I_d - \bar{f} \bar{I}_d^2 + \frac{r_1}{R} \bar{i}_1^2 + \frac{r_2}{R} (\bar{i}_1^2 + \bar{i}_2^2) \} dt}$$

$$\bar{i}_{do} = \frac{2}{\sqrt{3} \pi} \frac{\bar{I}_d}{1 - \cos \varphi} \sqrt{\varphi^2 - \varphi \sin 2\varphi + \sin^2 \varphi} \sin(\delta + \alpha)$$

$$\bar{i}_{qo} = \frac{2}{\sqrt{3} \pi} \frac{\bar{I}_d}{1 - \cos \varphi} \sqrt{\varphi^2 - \varphi \sin 2\varphi + \sin^2 \varphi} \cos(\delta + \alpha)$$

$$\tan \alpha = \frac{2\varphi - \sin 2\varphi}{1 - \cos 2\varphi}$$

$$\bar{i}_1 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3} \pi} \frac{\bar{I}_d}{1 - \cos \varphi} \sqrt{\varphi^2 - \varphi \sin 2\varphi + \sin^2 \varphi}$$

$$\bar{i}_2 = \frac{\bar{I}_d}{6\pi} \frac{1}{1 - \cos \varphi} \sqrt{3 + \cos 4\varphi - 4 \cos 2\varphi}$$

ただし $R = f_o (L' + L'')$ 、 $F(x)$ は無負荷飽和曲線である。

初期条件は、

$$\begin{aligned}
\bar{I}_d &= 0 \\
\bar{\psi}_{fd} &= \frac{X_{ffd}}{X_{afd}} & \bar{\psi}_{1d} &= \frac{X_{f1d}}{X_{afd}} \\
\frac{d\bar{\psi}_{fd}}{dt} &= \frac{1}{T_{do}'} \cdot \frac{X_{ffd}}{X_{afd}} \cdot \frac{\Delta\theta_{fd}}{\theta_{fd}} & \frac{d\bar{\psi}_{1d}}{dt} &= 0 \\
\bar{\psi}_{1q} &= 0
\end{aligned}$$

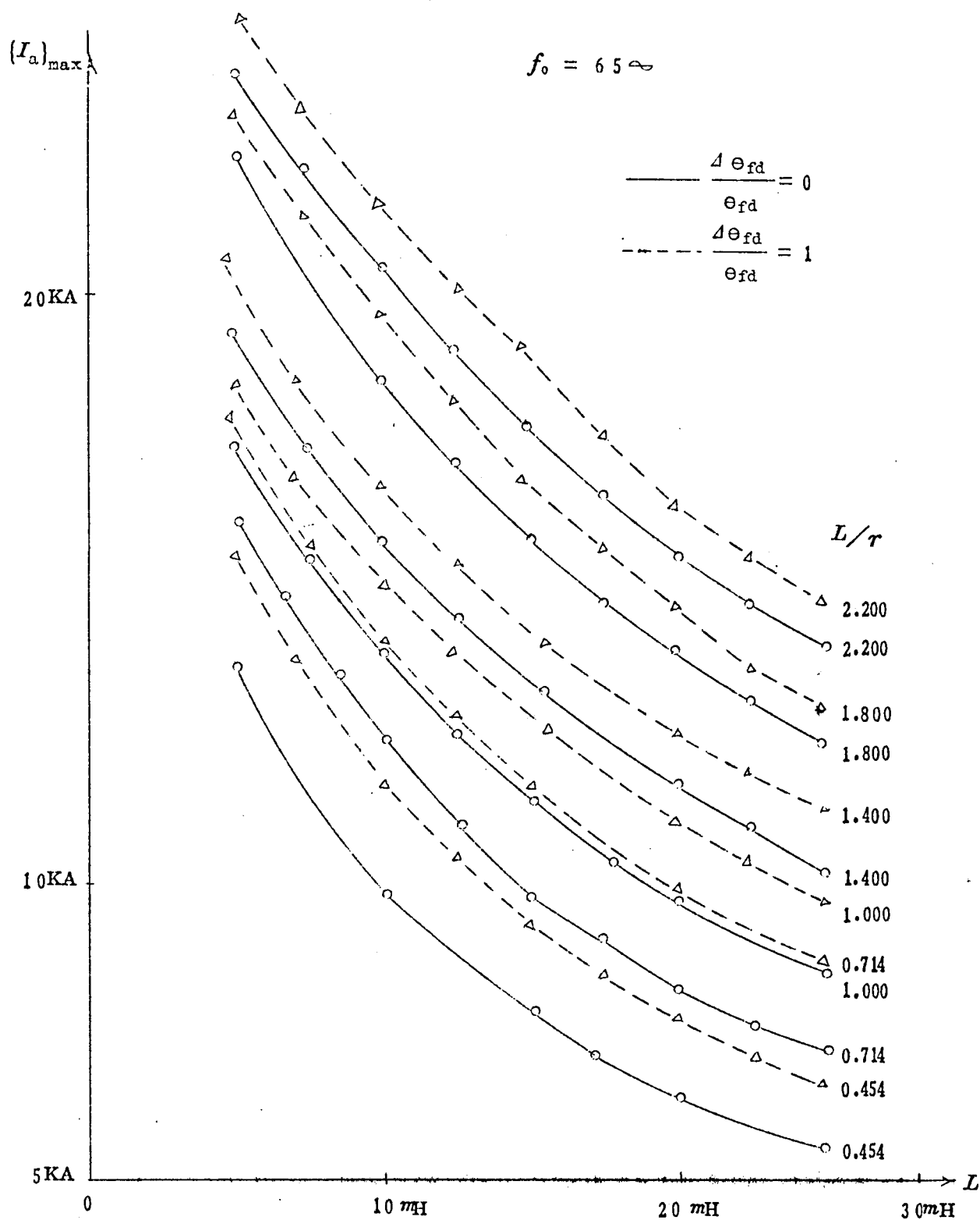
である。

1 例として

$$\begin{aligned}
x_d'' &= 6\% & X_{afd} = X_{a1d} = X_{f1d} &= 1 & F(x) \rightarrow \text{第 7.12 図} \\
x_d &= 1.130 & X_{ffd} &= 1.131 & x_d'' &= 0.1697 \\
x_{d1} &= 0.2195 & X_{d1q} &= 0.700 & X_{11q} &= 0.868 \\
T_{do}'' &= 0.0725 \text{ sec} & T_{do}' &= 4.0 \text{ sec} & T_{qo}'' &= T_{do}'' \\
T_1 &= 0.0539 \text{ sec} & T_2 &= 0.4634 \text{ sec} & f_o &= 65 \text{ c/s}
\end{aligned}$$

H (発電機の慣性常数) = 3.6

なる常数を有する 3300 V 2000 KVA の発電機と 3300 V 対 880 V の降圧比を有する変圧器と組み合わせ、880 V 側で整流した場合の直流電流出力をデジタル計算器で求めたのが第 7.11 図および第 7.1 表である。図は蓄勢リアクトルの良さ L/τ をパラメータとして I_d の波高値と蓄勢リアクトルのインダクタンスを図示したものである。実線は整流開始の瞬間に 2 倍の過励磁をかけた場合の結果であり、点線は過励磁をかけない場合の出力である。また第 7.13 図は $L/\tau = 0.714$ という特殊な条件における i_d , f , ϕ などを示したものである。



第7.11図 直流電流の最大値と落勢リアクトルのインダクタンスとの関係

第 7.1 表 $(I_d)_{\max}$ と L/r , L との関係 (I_d の単位はアンペア)

$$f_o = 65 (\text{c/s})$$

$$OE=1 \left(= 1 + \frac{\Delta \theta_{fd}}{\theta_{fd}} \right)$$

$\frac{L}{r}$ (mH) \ $\frac{L}{r}$ (sec)	2.2	1.8	1.6	1.4	1.0	0.714	0.6	0.454	0.2
2.5	26498	25093	23321	22058	20296	19051	17802	16605	14233
5	24212	22521	21153	19717	17995	16461	15296	14019	11624
7.5	22031	20491	19011	17823	15630	14253	13011	12035	9866
10	20491	18632	17353	15966	14021	12261	11238	10227	8506
12.5	19071	17393	15961	14325	12026	10823	9896	8932	7321
15	17920	16113	14636	13216	11022	9633	8922	7998	6493
17.5	16698	15113	13696	12113	10093	8982	8113	7252	5556
20	15697	14021	12986	11289	9411	8318	7503	6513	4816
22.5	14823	13323	12011	10611	8791	7630	6983	6031	4220
25	14193	12636	11651	10197	8459	7200	6532	5613	3993

$$f_o = 65 (\text{c/s})$$

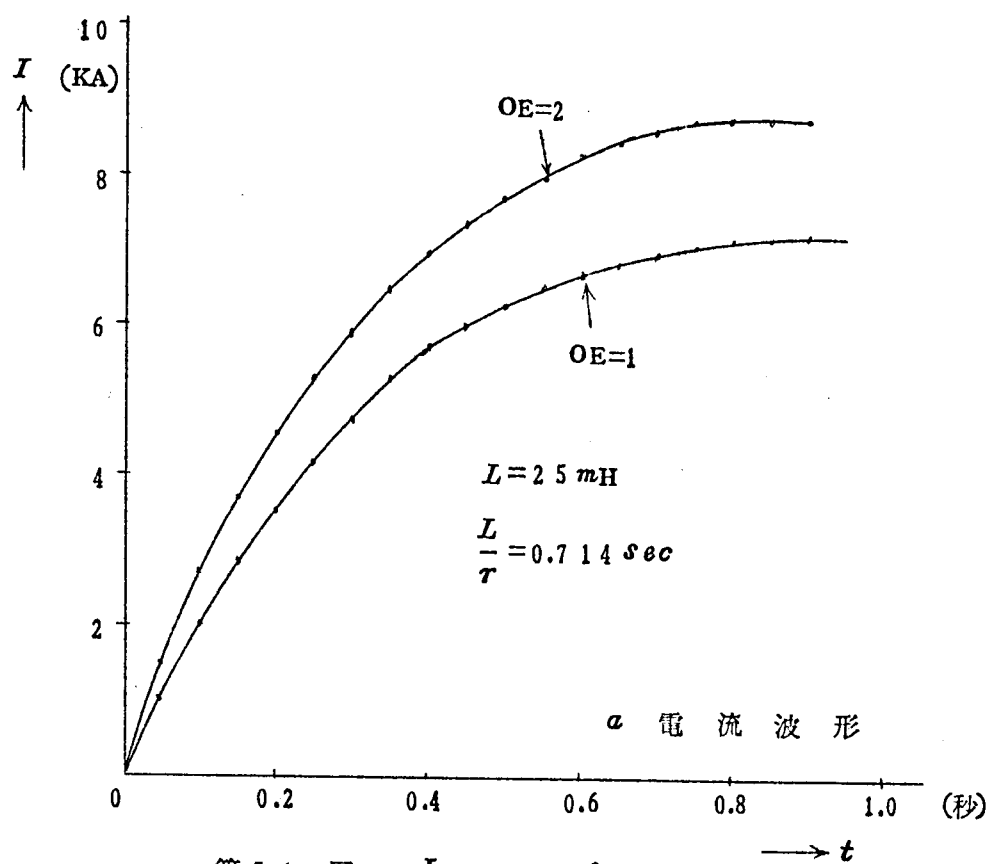
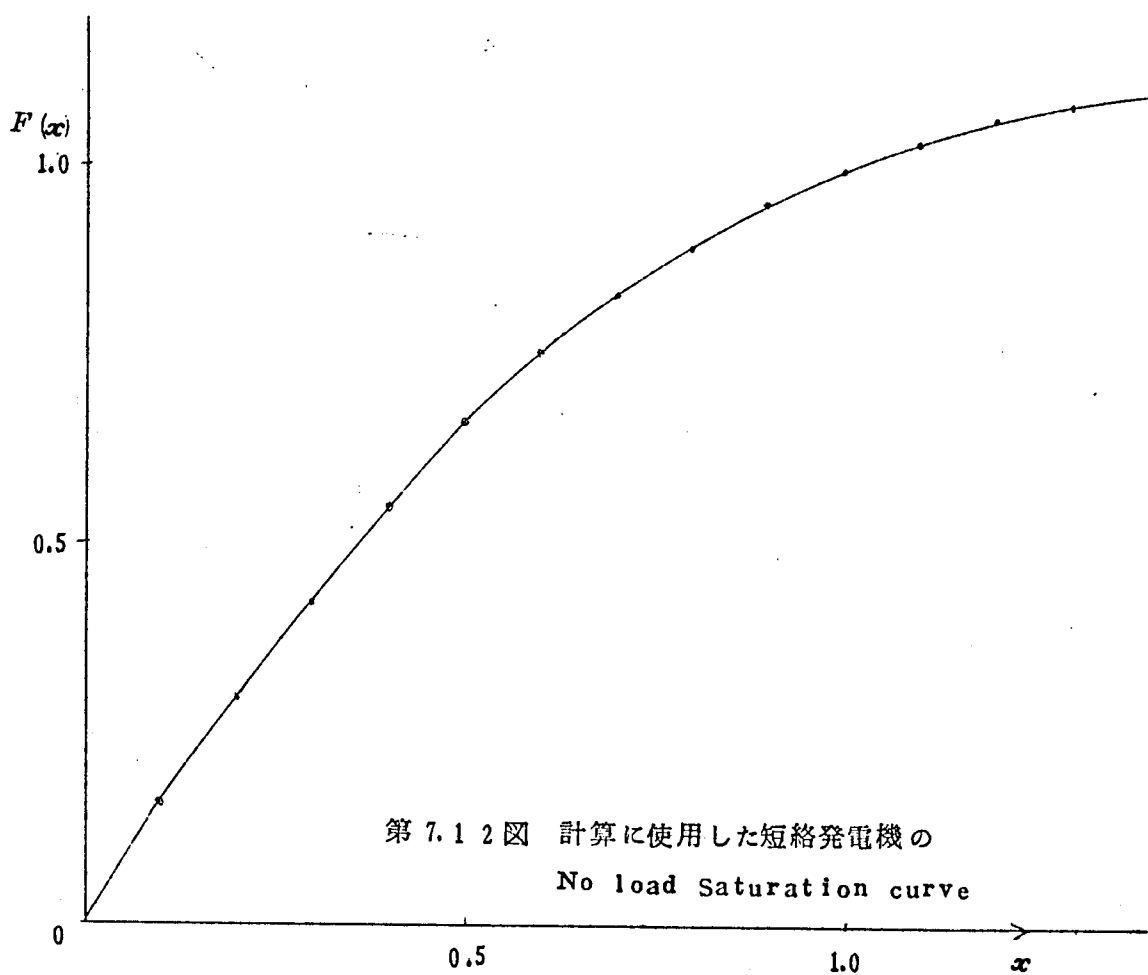
$$OE=2 \left(= 1 + \frac{\Delta \theta_{fd}}{\theta_{fd}} \right)$$

$\frac{L}{r}$ (mH) \ $\frac{L}{r}$ (sec)	2.2	1.8	1.6	1.4	1.0	0.714	0.6	0.454	0.2
2.5	27621	25896	24496	23051	21398	20313	19113	17213	14823
5	25136	23631	22113	20723	19117	18056	17016	15011	12615
7.5	23218	21483	19897	18711	16981	16111	15011	13311	10869
10	21636	19723	18115	16826	15321	14314	13386	11756	9468
12.5	20018	18311	16721	15423	14838	12861	11897	10311	8211
15	18693	16989	15683	14211	12853	117788	10589	9301	7231
17.5	17506	15723	14411	13306	11821	10779	9694	8465	6382
20	16491	14814	13551	12498	11003	9997	8991	7832	5691
22.5	15623	13924	12836	11893	10321	9296	8386	7166	5186
25	15011	13218	12213	11298	9893	8796	7811	6610	4921

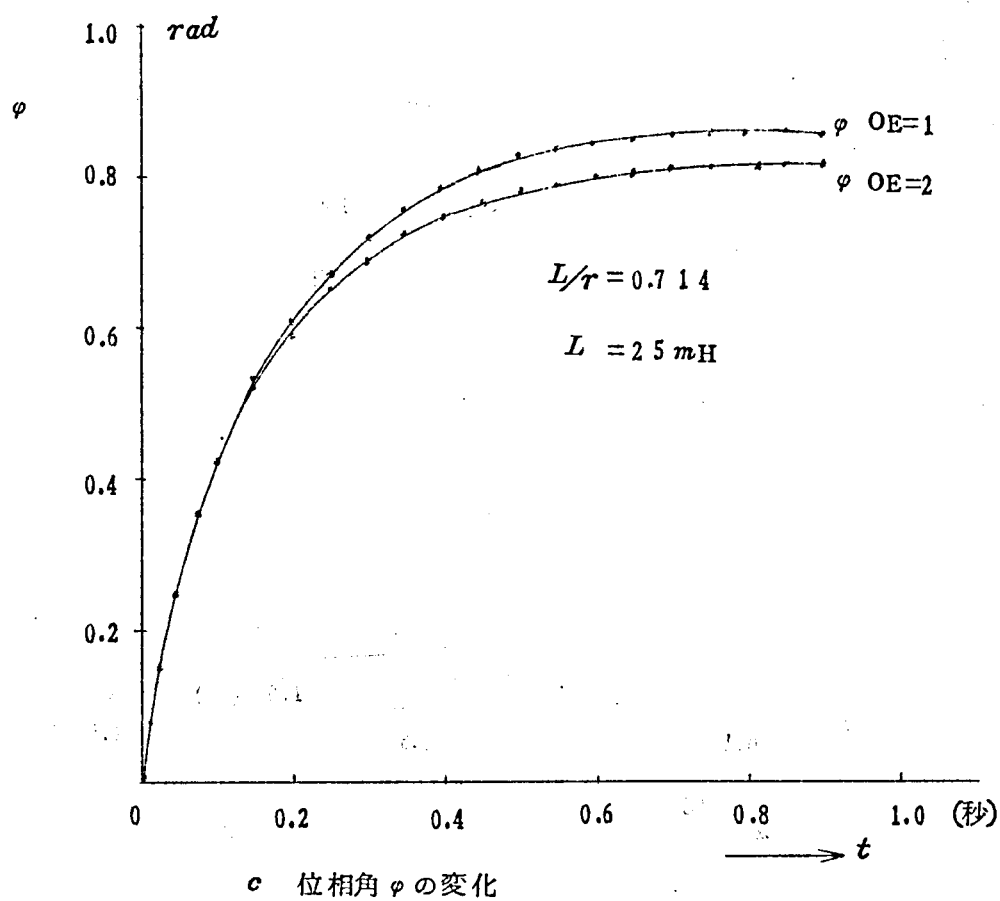
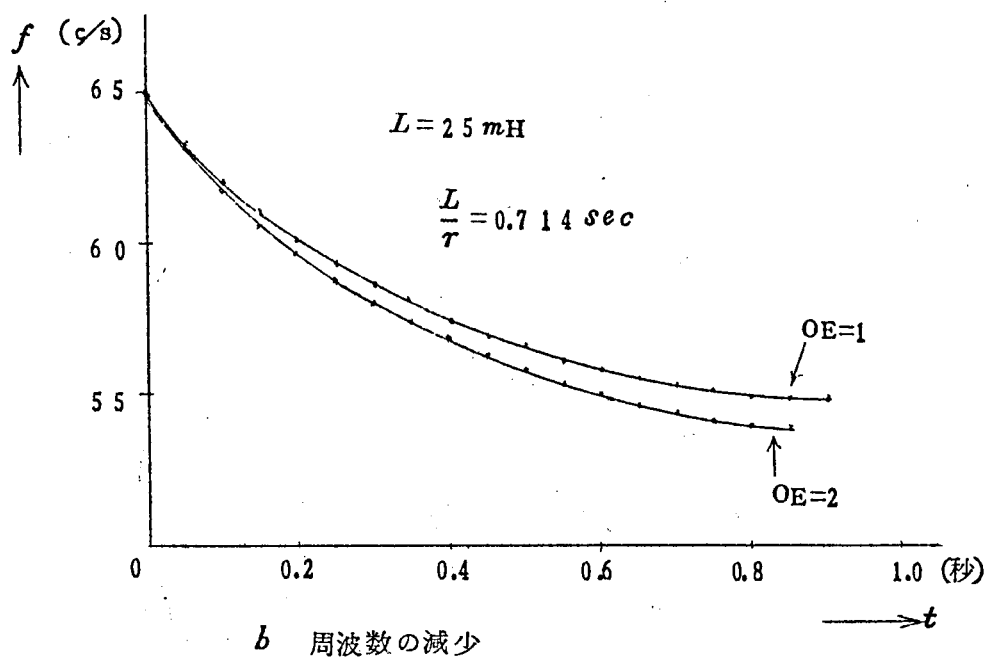
$$f_o = 65 (\text{c/s})$$

$$OE=3 \left(= 1 + \frac{\Delta \theta_{fd}}{\theta_{fd}} \right)$$

$\frac{L}{r}$ (mH) \ $\frac{L}{r}$ (sec)	2.2	1.8	1.6	1.4	1.0	0.714	0.6	0.454	0.2
2.5	28381	26618	25036	23696	22111	20983	19681	17832	15711
5	25989	24218	22653	21386	19532	18611	17486	15686	13686
7.5	24096	22096	20688	19183	17616	16436	15584	13898	11783
10	22311	20213	18898	17614	15896	14732	13878	12213	10265
12.5	20788	18789	17516	16003	14493	13386	12315	10816	9086
15	19469	17463	16388	14631	13386	12211	11213	9711	8063
17.5	18283	16321	15103	13796	12294	11288	1028	8981	7038
20	17196	15283	14116	12981	11463	10459	9489	8138	6388
22.5	16311	14386	13414	12286	10896	9786	8861	7613	5892
25	15518	13698	12678	11796	10286	9113	8398	7084	5531



第 7.1 3 図 I_d , ϕ , f の時間的变化



第 7.1 3 図 I_d , φ , f の時間的变化

7.2 電圧源回路

前述のように高圧源回路は、高圧に充電されたコンデンサと高圧リアクトルとから形成される。

高圧に充電されるコンデンサの容量は大きければ大きい程有利であることは申すまでもないが、経済面を考慮すればその必要最小容量を検討する必要がある。

コンデンサの容量を制限するものは、まず第1にシヤ断器消弧室の熱慣性であるが、一般に等価試験を必要とするような高圧のシヤ断器の熱慣性は比較的小さく、シヤ断が行われる電流零点はるか前の時間的位置における電流波形が、直接にはシヤ断に影響を与えないので、零点近傍の1ミリ秒程度の時間的位置における電流波形さえ実回路のそれと一致しておれば十分な場合が多い。

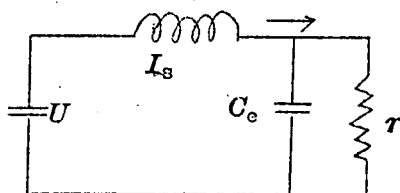
そこで電流振動周波数としては普通500%程度にえらんでおけば大体さしつかえないと考えられる。

すなわち C_s は次の条件を満足しておれば充分であろう。

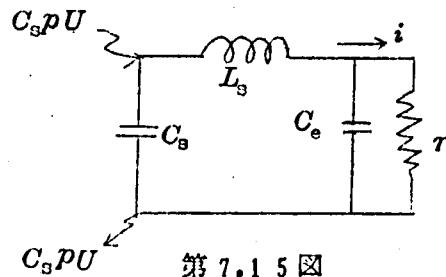
$$C_s \geq 100/L_s (\text{mH}) \mu\text{F} \quad (7.59)$$

残留電流がかなり流れてもシヤ断に成功するようなシヤ断器では、残留電流の大きさから C_s の最低値が抑えられる場合がある。すなわち残留電流が流れてもシヤ断後に現れる再起電圧が想定している実回路のそれとほとんど等しくなければならないという条件から C_s の最低値が決定される場合がある。

実試験における回復電圧源は発電機の誘起起電力そのものであつて、シヤ断器のシヤ断能不能が決定される電流零点後の短い期間においては、これを直流電源でおきかえることができる。すなわち実試験回路を第7.14図のように表現できる。等価試験回路は電流源回路が補助シヤ断器によつて完全に切り離され、残留電流が高圧に充電されたコンデンサのみによつて供給されている状態では、第7.15図のように表現できる。図において C_s および L_s は再起電圧の振動にあずかる容量およびインダクタンスであり、 r は残留抵抗である。なお U は第7.14図では回復電圧であり、第7.15図ではコンデンサ C_s の充電電圧である。残留抵抗は電圧電流



第7.14図



第7.15図

の複雑な関数であるが、等価回路の等価性のみを考えるには、被試験シヤ断器が回路のシヤ断に成功する場合に存在しうる最大の残留電流を考え、これに対応する残留抵抗を図の r に採用して、回路の等価性を論ずれば充分である。

シヤ断器が電流をシヤ断した瞬間を時間の原点にとれば、等価試験回路における再起電圧は

$$v(t) = \int_0^t \frac{U}{(L_s p + 1/C_s p)(C_e p + 1/r) + 1} dt \quad \dots\dots\dots (7.60)$$

で与えられるが、こゝで $C_s \gg C_e$, $C_s r \gg L_s/r$ なる条件は一般に容易に与えられるので、

$$v(t) \cong U(e^{-\delta t} + 1) + \int_0^t \frac{U}{L_s C_e p^2 + L_s/r \cdot p + 1} dt$$

となる。この式の第2項は明らかに第7.14図の実試験回路の再起電圧である。

また、

$$\delta \cong \frac{1}{T_e} \left\{ 1 + \frac{T_L}{4T_e} + \frac{1}{16} \left(\frac{T_L}{T_e} \right)^2 + \dots\dots\dots \right\} \quad \dots\dots\dots (7.61)$$

ただし $T_e = C_s/r \quad T_L = L_s/r$

である。

したがって再起電圧と回復電圧との差が、 U のたかだか $\alpha\%$ になるまでの期間を問題にするなら、回復電圧源が U に充電されたコンデンサである場合と、 U なる直流電源である場合との再起電圧の相違の最大値 ΔU は次のように表現できる。

$$\frac{\Delta U}{U} = 1 - \left(\frac{\alpha}{100} \right)^{\delta T} \quad \dots\dots\dots (7.62)$$

こゝで T は

$$T = \begin{cases} 2C_e r : \text{振動性再起電圧の場合} \\ 2C_e r / 1 - \sqrt{1 - 4C_e r^2 / L_s} : \text{非振動性再起電圧の場合} \end{cases}$$

で与えられる。

したがって C_s の値としては

$$\frac{\Delta U}{U} > 1 - \left(\frac{\alpha}{100} \right)^{\delta T} \quad \dots\dots\dots (7.63)$$

なる関係が充分に満足される大きさのものであれば充分である。

後に説明するように実際には(7.59)式で C_s の最低値が制限される場合の方がはるかに多い。

高圧振動回路を構成するリアクトルのインダクタンス L_s としては、想定している実回路に

存在するリアクトルのそれと同一にすれば充分なことは明らかである。一般に高圧振動回路に流れる電流の持続時間は1～2ミリ秒という非常に短期間であるだけでなく、電流の波高値も実回路を流れる電流のその10分の1程度であるので、リアクトルを構成する導体径をかなり小さく取ることができ、リアクトルを小さく安価に製作できる。たゞ導体径が細いためにいわゆるコイルの Q が低下する場合には、素線に絶縁被膜を施した撚線を使用しなければならないことがある。筆者らは最高 5.5 mm^2 の細い導体を使用しているが、素線が絶縁された撚線を使用しているので 1 KC で10～20程度の Q を得ている。

普通非常に小型に設計できるので、固有周波数を極めて高くすることができる。このようなリアクトルを使用して、極めて早い再起電圧を賦与できることが、この合成等価試験方法の一つの長所であり、消弧現象の究明にはこの合成等価試験が実試験以上に有効であるゆえんである。

C_s の充電電圧としては、高圧振動回路の電流の半周期におけるエネルギー損失が無視できる程度である場合には、想定している実回路の回復電圧と等しく選んでおけばよいが、実際にはエネルギー損失による減衰を無視できないので、普通 $1.2U$ 程度に選んでいる。

再起電圧調整用のコンデンサ C_e と再起電圧周波数 f との関係は、単一周波数の場合は次式で与えられる。

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{C_s C_e}{C_s + C_e}} L_s \quad \dots\dots\dots (7.64)$$

また再起電圧の振幅率は C_e に直列に抵抗値を挿入することによつて調整できる。直列に挿入された抵抗とコイルの実効抵抗の和を r とすれば振幅率は次式で与えられる。

$$\text{振幅率} = 1 + \exp\left(-\frac{\pi}{2} r \sqrt{\frac{C_e}{L_s}}\right) \quad \dots\dots\dots (7.65)$$

以上は単一周波数の場合であるが、必要に応じて付録7.3で述べるような複周波数回路や、あるいは分布定数回路を附加することによつて、任意の再起電圧を実現することができ、とくにキロメートル故障を模擬して送電線を設置し三角波再起電圧を賦与することも容易である。

付録 7.1 i_d, i_q に対する鎖交磁束の応答

直軸および横軸の磁束鎖交関係は(7.27)式～(7.31)式のものであるが、さらに回転子巻線回路の電圧、電流の間に次の関係が成立する。

回転子直軸回路

$$e_{fd} = \frac{d}{dt} \psi_{fd} + R_{fd} I_{fd} \quad \dots\dots\dots (7.a.1)$$

$$0 = \frac{d}{dt} \psi_{1d} + R_{1d} I_{1d} \quad \dots\dots\dots (7.a.2)$$

回転子横軸回路

$$0 = \frac{d}{dt} \psi_{1q} + R_{1q} I_{1q} \quad \dots\dots\dots (7.a.3)$$

ここに R_{fd}, R_{1d}, R_{1q} は、それぞれ回磁巻線、制動巻線の抵抗、 e_{fd} は励磁電圧である。

整流が開始される瞬間を時間の原点に取り、 $t=0$ において $I_{fd} = e_{fd}/R_{fd}$, $I_{1d} = 0$, $I_{1q} = 0$ と考え、この瞬間に $\Delta e_{fd}/e_{fd}$ なる過励磁をかけるものとする、(7.28) , (7.29) , (7.31) 式および(7.a.1)～(7.a.3) 式から I_{fd}, I_{1d}, I_{1q} を消去することによつて、 ψ_{fd}, ψ_{1d} および ψ_{1q} の p 関数表現として次式をうる。

$$\begin{aligned} \psi_{fd}(p) = \frac{1}{A(p)} & \left[-X_{afd} (X_{ffd} - \frac{X_{afd}}{X_{afd}} X_{f1d}) R_{fd} i_d(p) \right. \\ & + \{ (X_{ffd} X_{11d} - X_{f1d}^2) p + X_{ffd} R_{1d} \} (1 + \frac{X_{ffd}}{R_{fd}} p) e_{fd} \\ & \left. + \{ (X_{ffd} X_{11d} - X_{f1d}^2) p + X_{ffd} R_{1d} \} \Delta e_{fd} \right] \quad (7.a.4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{1d}(p) = \frac{1}{A(p)} & \left[-X_{a1d} (X_{ffd} - \frac{X_{afd}}{X_{afd}} X_{f1d}) R_{1d} i_d(p) \right. \\ & + R_{1d} X_{f1d} (1 + \frac{X_{ffd}}{R_{fd}} p) e_{fd} \\ & \left. + R_{1d} X_{f1d} \Delta e_{fd} \right] \quad \dots\dots\dots (7.a.5) \end{aligned}$$

$$\psi_{1q}(p) = - \frac{X_{a1q} R_{1q}}{p X_{11q} + R_{1q}} \cdot i_q(p) \quad \dots\dots\dots (7.a.6)$$

ここで $A(p) = (X_{ffd} X_{11d} - X_{f1d}^2) p^2 + (X_{11d} R_{fd} + X_{ffd} R_{1d}) p + R_{fd} R_{1d}$

普通の同期機では

$$R_{fd} \ll R_{1d}$$

であるから

$$A(p) \doteq R_{1d} \cdot R_{fd} \left(\frac{X_{11d} - \frac{X_{f1d}^2}{X_{ffd}}}{R_{1d}} p + 1 \right) \left(\frac{X_{ffd}}{R_{fd}} p + 1 \right) \dots (7.47)$$

なる形の近似的な因数分解が可能である。

(7.46) 式を (7.44) 式および (7.45) 式に代入してまとめると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \psi_{fd}(p) = & -X_{afd} \cdot \frac{pT_1 + 1}{(pT'_{do} + 1)(pT''_{do} + 1)} \cdot i_d(p) \\ & + T'_{do} \cdot e_{fd} + \frac{T'_{do}}{pT'_{do} + 1} \cdot \Delta e_{fd} \dots\dots\dots (7.49) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_{1d}(p) = & -X_{a1d} \cdot \frac{pT_2 + 1}{(pT'_{do} + 1)(pT''_{do} + 1)} \cdot i_d(p) \\ & + \frac{X_{f1d}}{X_{ffd}} \cdot \frac{T'_{do} e_{fd}}{(pT'_{do} + 1)} \\ & + \frac{X_{f1d}}{X_{ffd}} \cdot \frac{T'_{do} \Delta e_{fd}}{(pT'_{do} + 1)(pT''_{do} + 1)} \dots\dots\dots (7.50) \end{aligned}$$

$$\psi_{1q}(p) = -\frac{X_{a1q}}{pT'''_{qo} + 1} \cdot i_q(p) \dots\dots\dots (7.51)$$

ここで $i_d(p)$: 電機子電流直軸成分

$i_q(p)$: 電機子電流横軸成分

$$T'_{do} = X_{ffd} / R_{1d}$$

$$T''_{do} = \left(X_{11d} - \frac{X_{f1d}^2}{X_{ffd}} \right) / R_{1d}$$

$$T'''_{qo} = X_{11q} / R_{1q}$$

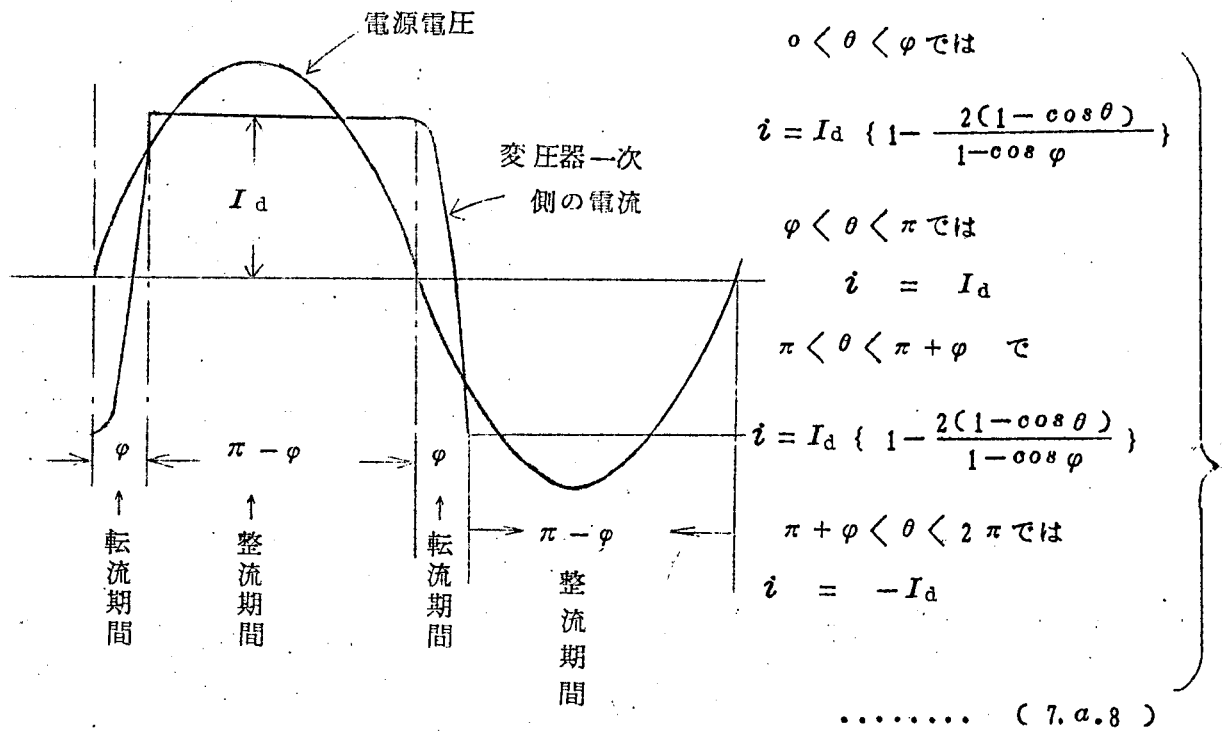
$$T_1 = \left(X_{ffd} - \frac{X_{a1d}}{X_{afd}} X_{f1d} \right) / R_{1d}$$

$$T_2 = \left(X_{ffd} - \frac{X_{a1d}}{X_{afd}} X_{f1d} \right) / R_{fd}$$

付録 7.2 整流回路交流側の電流波形のフーリエ級数展開

電源電圧の零点を $\theta = 0$ にえらび、整流の一周期を $\theta = 2\pi$ と考え、 $\theta = 0$ の近傍で開始された転流が $\theta = \varphi$ で完了し、 $\theta = \pi$ の近傍で開始された転流が、 $\theta = \pi + \varphi$ で完了するものとする。転流の一周期における直流電流の変化および整流器のアーク電圧を無視し

電源電圧を正弦波であると仮定すると、(7.16)式および(7.10)式から発電機電流 i は近似的に次式で与えられる。



第7.a.1図 電源電圧と電流との位相関係

ただし I_d は整流出力としての直流電流の瞬時値である。

整流の半周期程度の短時間で観測した場合には、(7.11)式および(7.18)式で与えられる直流電流の変化は無視できるので、(7.10)式は

$${}_a i_d(t) = {}_a I_d$$

(7.16)式は

$${}_b i_1 = \frac{1}{L + M} \int_0^t {}_b e(\tau) d\tau + {}_b I_d$$

となり、(7.a.8)式をうる。

(7.a.10) 式をフーリエ級数に展開すると、その基本波成分 i_1 は

$$i_1 = \frac{2I_d}{\pi(1 - \cos \varphi)} \sqrt{\varphi^2 - \varphi \sin 2\varphi + \sin^2 \varphi} \cdot \sin(\theta - \alpha)$$

こゝで $\alpha = \tan^{-1} \frac{2\varphi - \sin 2\varphi}{1 - \cos 2\varphi}$

したがって直軸および横軸成分の直流分は次式で与えられる。

$$i_{d0} = \frac{2}{\sqrt{3}} \pi \frac{I_d}{1 - \cos \varphi} \sqrt{\varphi^2 - \varphi \sin 2\varphi + \sin^2 \varphi} \sin(\delta + \alpha)$$

$$i_{q0} = \frac{2}{\sqrt{3}} \pi \frac{I_d}{1 - \cos \varphi} \sqrt{\varphi^2 - \varphi \sin 2\varphi + \sin^2 \varphi} \cos(\delta + \alpha)$$

また第3高調波分の実効値 i_3 は

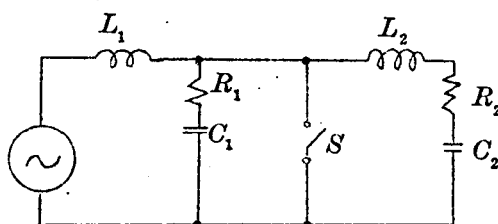
$$i_3 = \frac{I_d}{6\pi(1 + \cos \varphi)} \sqrt{3 + \cos 4\varphi - 4 \cos 2\varphi}$$

付録 7.3 短絡試験場における複周波数試験回路に関する考察

シヤ断器のシヤ断能力を試験する場合、第4章で述べた系統再起電圧の複周波数特性を充分考慮に入れなければならないことは今や周知の事実である。そこで本項では実際の短絡試験場において複周波数試験回路を形成する方法を論じ、その実現の可能性について検討する。

(1) A. Hochrainer の提案

A. Hochrainer は 第 7. a 2 図に示すような試験回路を使用することを提案している。



第 7. a 2 図 A. Hochrainer の
の提案した試験回路

この回路によれば L_1, L_2, C_1, C_2 を適当に選
択することによつて、任意の二重周波数再起電圧を
得ることが可能である。この試験回路を使用して試
験を施行できる可能性をしらべるために、

Baltensperger が与えた代表的な回路条件を表
示すれば第 7. a 1 表のようになる。⁽¹⁰⁰⁾ 第 7. a 1

表は定格電圧 10 KV、三相短絡容量 700 MVA

定格電圧 80 KV 220 KV, 三相短絡容量 2500

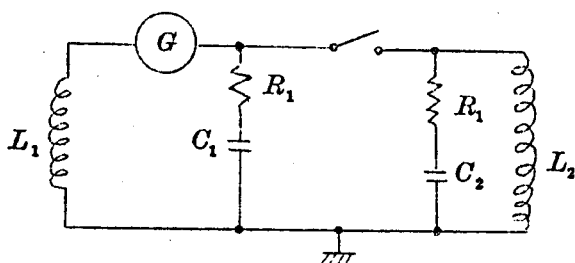
MVA に対する単相試験の場合を代表的に示したものである。再起電圧の低周波成分 f_1 と
してはそれぞれの電圧階級に対する母線の周波数を採り、高周波成分 f_2 は $5 f_1, 20 f_1$,
および $100 f_1$ に選ばれ、各場合に対応する高周波成分の振幅 $a_2^{(註)}$ はそれぞれ 90 %,
50 % および 10 % であると仮定されている。(第 7. a 2 図参照)(註は次頁)

表中括弧でかこまれている数字は普通の短絡試験場では得ることができないリアクトルあ
るいはコンデンサの値を示しているものである。例えば第 7. a 1 表の第 1 段目に示されてい
る発電機の分布容量値の $0.274 \mu F$ という値は普通の短絡試験場では得られないものであ
り、一方 220 KV における $620 mH$ というインダクタンスは非常に高価なものとなる。
 C_2 および L_2 は全電圧がかかるのみならず、短絡電流が全部は流れないとはいつても、シ
ヤ断器の開極後には数千 A の波高値を有する電流が流れるからである。

さらにまた A. Hochrainer の提案は計算がかなり複雑であるし、サーヂインピーダンスを要求に合わせたいような場合に不適當であるという欠点を有している。

(2) 潮恒郎氏⁽⁹²⁾ならびに Baltensperger⁽¹⁰⁰⁾ の提案

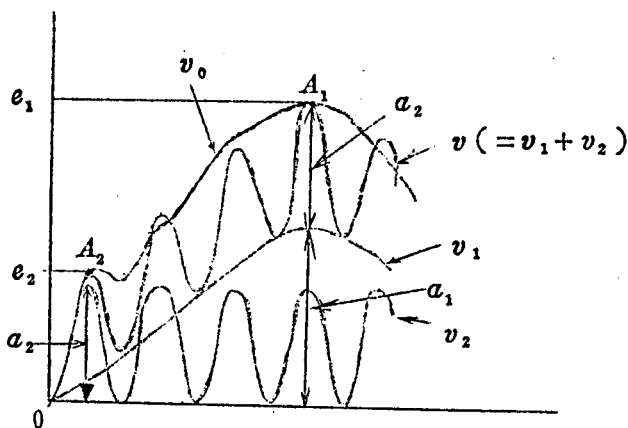
複周波数再起電圧を与えるもう一つの回路第 7.a.4 図に示す。この回路の最大の長所は回



路常数 C_1 C_2 L_1 L_2 と低周波振動の周波数 f_1 、高周波振動の周波数 f_2 、低周波振動の振巾、高周波振動の振幅の全振動振幅に対する割合 a_1 、 a_2 などが次に示すような非常に簡単な関係で与えられることである。

第 7.a.4 図 複周波数電圧を与えるもう一つの回路

(註)



第 7.a.3 図 実際の再起電圧 v_0 と非減衰振動再起電圧 v との対応

二つの固有周波数を含む非減衰振動を与える回路の場合には、再起電波形は第 7.a.3 図の v のようになる。これは低周波成分 v_1 と高周波成分 v_2 とに分割できるので、高周波成分の周波数 f_2 、その振幅の全体に対する割合 a_2 、低周波成分の周波数 f_1 、その振巾の全体に対する割合 a_1 の 4 つのパラメータを用いて、この二重周波数再起電圧を定量的に表現することが可能である。

実際の再起電圧は図の v_0 に示すような非減衰振動であるが、二つの波形が二つの特性点 A_2 、(振動の第 1 波頭)、 A_1 (振動の最高点) で一致しておれば v_0 と v が等価であるとして、 v_0 も上記 4 つのパラメータで表現することができる。

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} \\ f_2 &= \frac{1}{2\pi\sqrt{L_2 C_2}} \\ \frac{a_1}{a_2} &= \frac{L_1}{L_2} \end{aligned} \right\} (7.a.9)$$

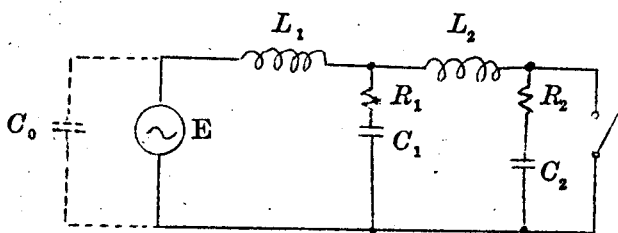
$$a_1 + a_2 = 100\%$$

L_1 , L_2 には全短絡電流が流入するが、インダクタンスの大きさとしては、普通の短絡試験場に設置されているインダクタンスで間に合わせることができる。

第 7.a.2 表には第 7.a.4 図の回路を用いた時の試験条件とそれに対応するリアクトルおよびコンデンサの大きさを表示したものである。通常の短絡試験場では実現できない値は括弧でかこんである。

ようするに回路条件を容易に計算できることがこの回路の特徴であるが、高周波振動を与えるインダクタンス L_2 に全短絡電流が流れること、電流の測定が困難であることなどがこの回路の欠点であり、合成等試験回路に適用するには不利である。

(3) 合成等価試験方法の高圧振動回路に使用するのに適当な回路



第 7.a.5 図 合成等試験方法に適用するのに
便利な回路

合成等価試験方法で試験する場合には、高圧振動回路の部分だけを第 7.a.5 図のような回路構成にすれば任意の二重周波数再起電圧を得ることができる。

L_1 , L_2 には商用周波の大電流は流通せず、400 ないし 500 サイクルの周波数を有し、アーク期間中の大電流に比して $1/10$ 程度の波高値を有する電流が流れるに過ぎないの

で、インダクタンスの設計は極めて楽である。またコンデンサに A , C 電圧が印加されている期間はごくわずかであるので C_1 , C_2 も直流蓄電器で充分である。

しかしながら回路条件と回路常数との間の関係が以下に示すように複雑であるのが欠点である。

1° f_1, f_2, a_1, a_2 が与えられた場合の回路常数

$$L_2 = \frac{\frac{a_2}{(2\pi f_1)^2} + \frac{a_1}{(2\pi f_2)^2}}{\frac{a_1}{(2\pi f_2)^2} + \frac{a_2}{(2\pi f_1)^2}} \cdot L_1 \quad (7.a.10)$$

$$C_1 = \frac{1}{2L_1} \left\{ \frac{1}{(2\pi f_1)^2} + \frac{1}{(2\pi f_2)^2} + \sqrt{\left(\frac{1}{(2\pi f_1)^2} + \frac{1}{(2\pi f_2)^2} \right)^2 - 4 \left(1 + \frac{L_1}{L_2} \right) \times \frac{1}{\alpha^2 \beta^2}} \right\} \quad (7.a.11)$$

$$C_2 = \frac{1}{2(L_1 + L_2)} \left\{ \frac{1}{(2\pi f_1)^2} + \frac{1}{(2\pi f_2)^2} - \sqrt{\left(\frac{1}{(2\pi f_1)^2} + \frac{1}{(2\pi f_2)^2} \right)^2 - 4 \left(1 + \frac{L_1}{L_2} \right) \frac{1}{\alpha^2 \beta^2}} \right\} \quad (7.a.12)$$

2° 回路常数が与えられた場合の f_1, f_2, a_1, a_2

$$(2\pi f_1)^2 = \frac{(L_1 C_1 + L_2 C_2 + L_1 C_2) - \sqrt{(L_1 C_1 + L_2 C_2 + L_1 C_2)^2 - 4 L_1 C_1 L_2 C_2}}{2 L_1 C_1 L_2 C_2} \quad (7.a.13)$$

$$(2\pi f_2)^2 = \frac{(L_1 C_1 + C_2 L_2 + L_1 C_2) - \sqrt{(L_1 C_1 + L_2 C_2 + L_1 C_2)^2 - 4 L_1 C_1 L_2 C_2}}{2 L_1 C_1 L_2 C_2} \quad (7.a.14)$$

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{\left(\frac{1}{2\pi f_1} \right)^2 - \left(L_2 C_2 + \frac{C_1 L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)}{\left(\frac{1}{2\pi f_2} \right)^2 - \left(L_2 C_2 + \frac{C_1 L_1 L_2}{L_1 + L_2} \right)} \quad (7.a.15)$$

なお、 L_2 の代りに実際の送電線を用いることによつて、キロメートル故障の時に出現するような三角波再起電圧を与えることも可能である。

(4) 二つの独立した回路で試験する方法

二重周波数回路が容易に構成できない場合には、それぞれ異つた周波数を有する二組の独立した単一周波数回路で試験することができる。

この方法によれば必要な試験回数は多くなるが、可能な試験条件は多くなる。

第 7.a.1 表 第 7.a.2 図の回路で二重周波数を形成する場合の常数の選定
(Baltensperger による)

KV	f_1 (c/s)	α_1 (%)	f_2 (c/s)	α_2 (%)	三相短絡容量 MVA	L_1 mH	L_2 mH	C_1 μF	C_2 μF
10	3000	10	15000	90	700	0.455	4.55	(0.274)	0.548
		50	15000	50			0.455	(0.55)	2.75
		90	15000	10			0.455	5.39	1.078
		10	60000	90			0.0455		
		50	60000	50			0.455		
		90	60000	10			4.55		
80	700	10	3500	90	2500	8.2	8.2	0.278	0.556
		50	3500	50			8.2	0.554	2.77
		90	3500	10			8.2	4.76	0.95
		10	14000	90			0.82	0.157	6.3
		50	14000	50			8.2	0.0305	3.05
		90	14000	10			8.2	0.0156	0.47
		10	70000	90			0.82	0.007	6.3
		50	70000	50			8.2	(0.0012)	2.87
		90	70000	10			8.2	(0.0006)	0.4
220	400	10	2000	90	2500	6.2	(620)	0.116	0.232
		50	2000	50			6.2	0.222	1.1
		90	2000	10			6.2	1.96	0.392
		10	8000	90			6.2	0.065	2.6
		50	8000	50			6.2	0.0125	1.25
		90	8000	10			(620)	0.0063	0.19
		10	40000	90			6.2	(0.00282)	2.53
		50	40000	50			6.2	(0.00049)	1.16
		90	40000	10			(620)	(0.00025)	0.16

第7.a.2表 第7.a.4図によつて二重周波数を形成した場合の回路常数

KV	f_1 H_2	α_1 %	f_2 (c/s)	α_2 %	MVA	L_1 mH	L_2 mH	C_1 μF	C_2 μF
10	3000	10	15000	90	700	0.045	0.405	62.8	0.279
		50	15000	50		0.225	0.225	12.51	0.503
		90	15000	10		0.405	0.045	6.98	2.52
		10	60000	90		0.045	0.405	62.8	0.0175
		50	60000	50		0.225	0.225	12.51	0.0315
		90	60000	10		0.405	0.045	6.98	0.1575
80	700	10	3500	90	2500	0.82	(7.38)	(63.3)	0.281
		50	3500	50		4.10	(4.10)	12.63	0.506
		90	3500	10		7.38	0.82	7.03	2.53
		10	14000	90		0.82	(7.38)	(63.3)	0.0176
		50	14000	50		4.10	(4.10)	12.63	0.0317
		90	14000	10		7.38	0.82	7.03	0.1585
		10	70000	90		0.82	(7.38)	(63.3)	(0.000702)
		50	70000	50		4.10	(4.10)	12.63	0.001262
		90	70000	10		7.38	0.82	7.03	0.00630
220	400	10	2000	90	2500	6.2	(55.8)	(25.6)	0.1135
		50	2000	50		31	(31)	5.12	0.204
		90	2000	10		55.8	(6.2)	2.85	1.022
		10	8000	90		6.2	(55.8)	(25.6)	0.0071
		50	8000	50		31	(31)	5.12	0.01275
		90	8000	10		55.8	(6.2)	2.85	0.0639
		10	40000	90		6.2	(55.8)	(25.6)	(0.000288)
		50	40000	50		31	(31)	5.12	(0.000518)
		90	40000	10		55.8	(6.2)	2.85	0.00259

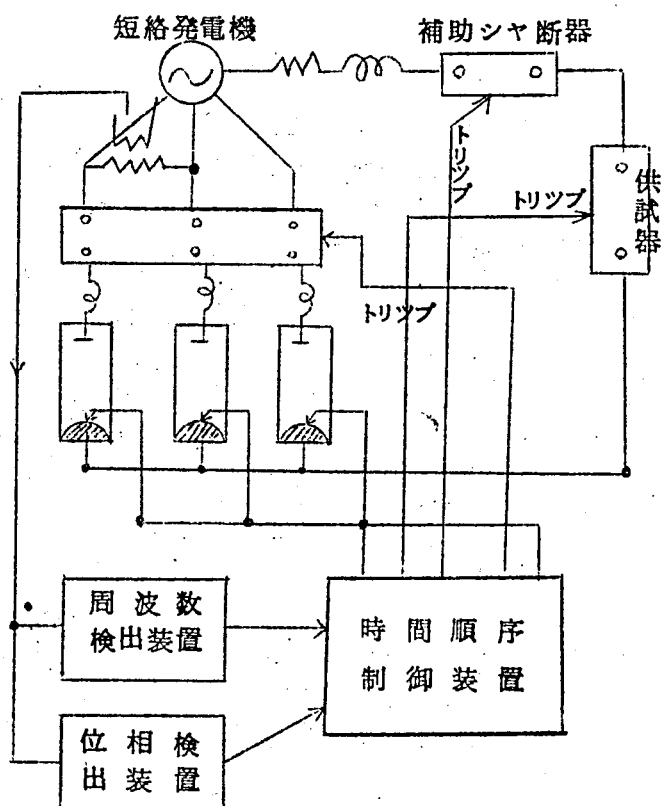
第 8 章 制 御 装 置⁽¹⁰²⁾

合成等価試験方法を実施する場合、それを構成する回路素子の精密な投入制御が要求されるので、投入用イグナイトロンの利用、投入時間が 3 ミリ秒で投入のパラツキ 50μ 秒以内の精密な投入スイッチの試作など各機器の投入開極のパラツキを小さくすることを試みるとともに「水晶発振器によつて制御された正確なタイマ」、「短絡発電機の周波数をデジタル的に計算制御する装置」「高圧側に設置された火花間隙を大地電位の点から電波連絡によつて制御する装置」など各種の電子管装置を活用して満足の結果を得ている。本章ではこれらの電子管装置に重点をおいて、制御回路の概要を説明する。

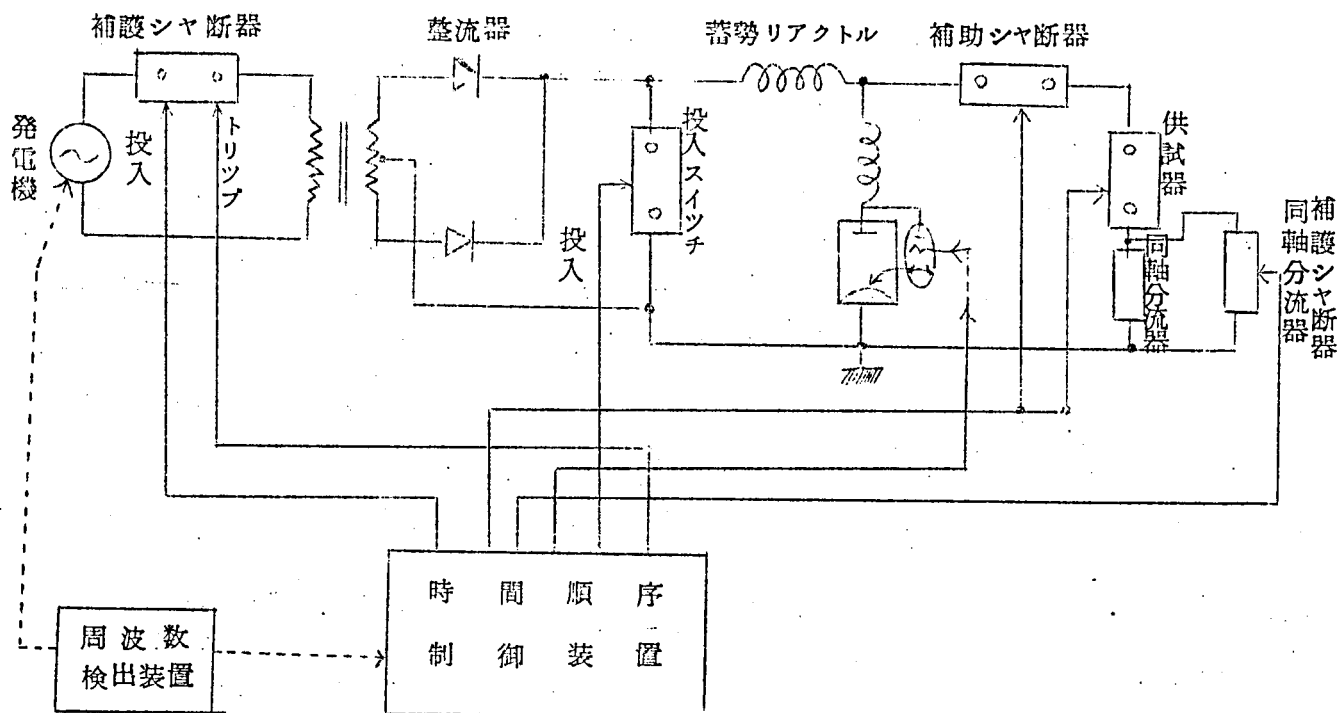
8.1 電流源回路の制御装置

第 8.1 a 図および第 8.1 b 図は電流源回路の制御の 1 例を図示したものである。

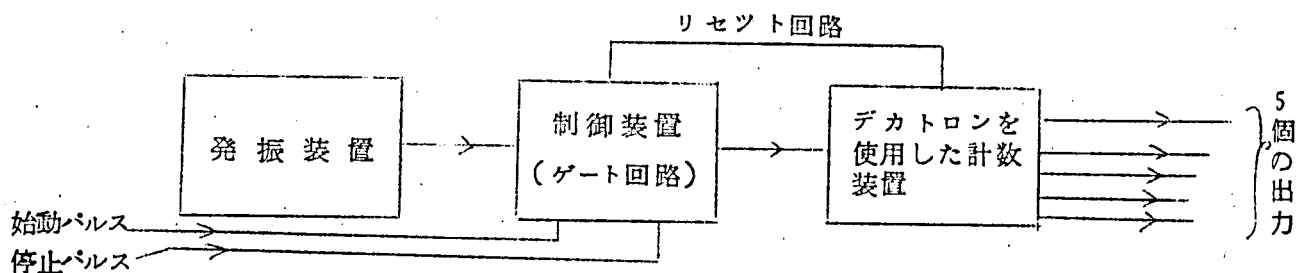
図から明らかなように数多くの装置をそれぞれ独立に選択できる時間的位置で、正確に動作させなければならないが、筆者らは水晶発振器によつて制御されたデジタル型のタイマを試作してこの要求を満たしている。



第 8.1 a 図 電流源回路の一例



第 8.1 b 図 蓄勢リアクトルを使用した電流源回路の 1 例



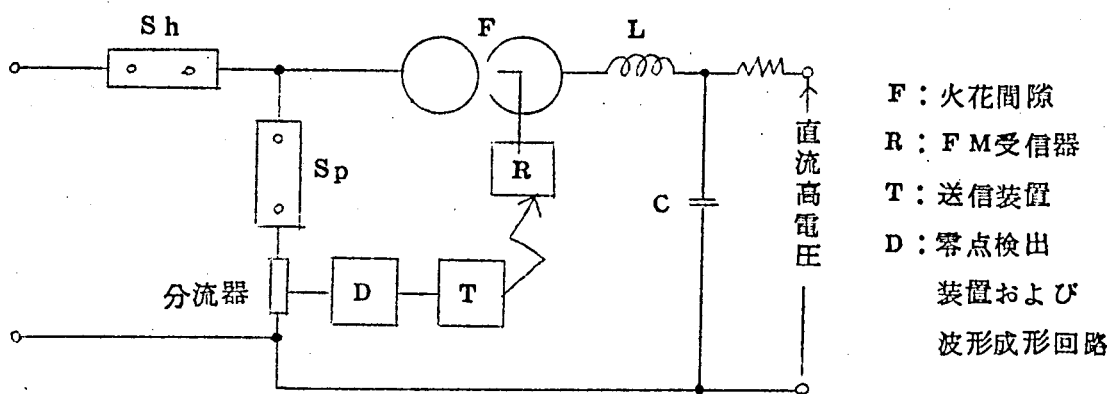
第 8.2 図 時間順序制御装置のブロックダイアグラム

第 8.2 図はこの装置のブロックダイアグラムである。図において発振装置は時間差のユニットを与える装置であつて、水晶発振子によつて制御された $\frac{1}{20}$ KC から 30 KC の繰り返し周波数を有するパルスを発生する。制御回路は発振装置の出力が計数回路へ挿入されるのを制御する一種のゲート回路であつて、時間計測の開始点を与える「始動パルス」によつてゲートが開き、計数の終止点を与える「停止パルス」によつてゲートがしまるように構成されている。計数回路は 4 ケのデカトロンを主体として構成されている回路であつて、「始動パルス」とともに発振器の出力パルスの計数を開始し、5 つの出力端子に始動パルスから数えてそれぞれ独立に選択できる個数個目のパルスを出す装置である。このパルスを用いて、第 8.1, a 図あるいは第 8.1, b 図に示すようにして、各機器を動作させることにより、正確な制御を得ている。

実際には上述の装置を2台使用しているので、2台並列に使用した場合には、任意の二つの時間的位置を基準として33 μ 秒から2分にいたる時間に、それぞれ独立に10台の機器を水晶発振子の有する時間精度で制御することができる。

また精密な試験を行うためには、短絡発電機の周波数を正確に計測制御する必要がある。そこで水晶発振装置の出力と短絡発電機の周波数とをデジタル的に比較計測し、発振装置の周波数が発電機周波数のある一定の整数倍になった瞬間にパルス出力を出す装置を試作している。普通これを第8.1 a 図あるいは第8.1 b 図のように使用して、常に一定の発電機周波数のもとに試験を行っている。

8.2 高電圧源回路の投入制御

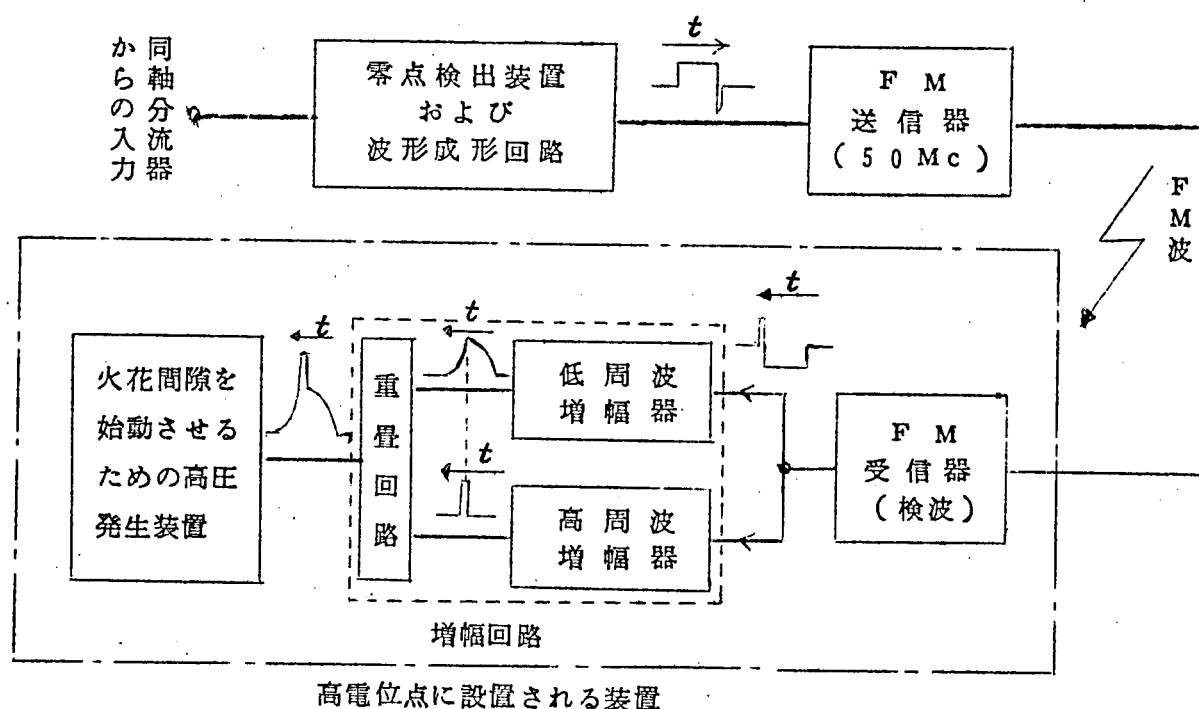


第8.3図 高電圧源回路の回路構成の1例

第8.3図は高圧振動回路の回路構成の1例を示したものである。図に示すように高圧振動回路の投入は火花間隙Fによつて行われるが、その投入制御は電流波形に応じて、零点寸前の正確な時間的位置で行わねばならないだけでなく、このような精密なスイッチを高電位点に設置する必要があることなどのために、特殊な工夫を施さなければならない。

第8.4図は、筆者らの使用している高圧振動回路投入の制御回路のブロック線図である。同軸分流器の波形はまず波形成形回路によつて制御信号に変換され、FM送信器の入力に挿入されると、制御信号によつて周波数変調されたFM波が高圧に設置された受信器に向かって送信される。FM受信器によつて復調された制御信号は、増幅回路によつて増幅され、フライバックトランスからなる高圧発生回路を動作させる。それが火花始動間隙の中間電極に与えられることによつて、火花間隙が放電し高圧振動回路の投入が行なわれる。

送信周波数はコロナ雑音のスペクトラムがもつとも大きい中波領域をさけ、50Mcに選ば



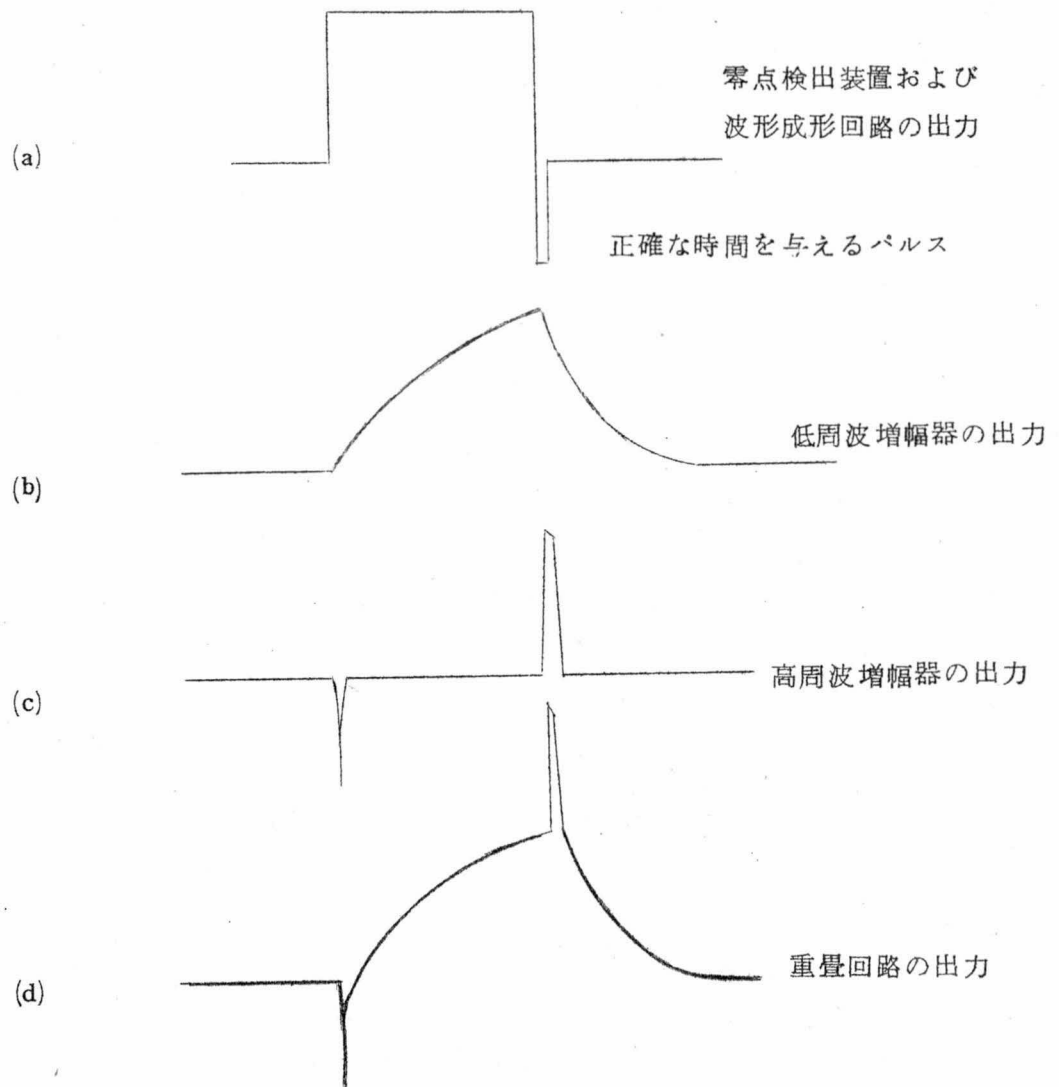
第84図 火花間隙始動装置のブロックダイアグラム

れている。

制御信号としては最初はインパルス状の信号を使用していたのであるが、等価試験に使用されている機器の動作や受信器が設置されている点の電圧の大きさには無関係に、1分あるいは2分の時間間隔を置いて、FM受信器の出力として持続時間の非常に短いインパルス状の雑音を検出されることがあり、これが制御に有害な影響を与えることがあつた。これを防ぐためにFM受信器によつて検出される雑音波形がインパルス状のものであることに着目して、制御信号に第8.5.a図に示すように持続時間数m秒の矩形波の後に正確な制御時間を与えるインパルス^(註)を重ねた波形を用い、第8.4図に示すように増幅回路を低周波増幅器、高周波増幅器および重畳回路から構成して、第8.5図に示すような波形を出力とし、高圧発生装置のバイアスを深めてそれが(c)に示すような波形では動作せず、(d)に示すような波形だけに感ずるようにしている。その結果雑音の影響を受けない、非常に安定でかつ正確な制御を行なうことができるようになった。

(註)

正確な時間を与えるインパルス検出には9.1.4で述べる零点検出装置の原理と同一の原理を用いている。



第 8.5 図 火花間隙制御装置各部の波形



第 8.6 図は高圧に設置された受信装置および火花間隙始動装置の外観である。シールドルーム内にある送信器からアンテナによつて送信が行なわれている。

第 9 章 測 定 装 置 (102)

シヤ断器の消弧現象を究明し、合成等価試験方法の妥当性を検証するためには、電流零点近傍の電流電圧の詳細な測定は言うに及ばず、消弧室内の圧力やアーク半径あるいは輝度などの物理的諸量をも測定することが必要かくべからざる事柄である。筆者らの研究室においても各種の測定器を設備して測定に供し、第 3 章で述べたような詳細な測定結果を得ている。これらの測定器はすべて特殊な用途に使用され、かなり苛酷な要求が課せられるので、それぞれの要求を満たすようにいろいろな工夫を施さなければならない。

本章では最近筆者らが試作し、実用に供している測定装置の概要を説明する。

9.1 電流および電圧の測定装置

9.1.1 概 要

シヤ断試験の電流電圧を測定する方法としては計器用変圧器あるいは変流器と電磁オシログラフとを結合して測定する原始的な方法から同軸分流器あるいは CR 分圧器と直流増幅器およびブラウン管とを結合した装置を用いる精密な方法までいろいろのやり方がある。普通のシヤ断試験におけるようにシヤ断能不能の検証で事足りる場合には、電磁オシログラフを用いる方法は比較的取扱いが簡単であるので、現在でもよく用いられている。

しかし電流零点近傍のアーク現象を詳細に測定する場合には、電磁オシログラフの周波数特性 ($0 \sim 5 \text{ kc}$) でははなはだしく不十分であるので、どうしてもブラウン管を使用した装置にたよらなければならない。

第 9.1 表は現在当研究室で使用しているブラウン管装置を表示したものである。第 9.1 表における電流零点測定装置 1 および 2 は高性能電流零点検出回路と掃引回路とからなる単掃引装置、同軸分流器と広帯域高利得直流増幅器およびインピーダンスのきわめて高い分圧器と広帯域直流増幅器をそなえた装置であつて、電流零点近傍 $10 \mu\text{秒}$ の時間的位置における 10 kA のシヤ断電流直後の電流波形を 0.3 A/cm 程度の感度で、電圧を $100 \text{ V} \sim 50 \text{ kV/cm}$ の感度で測定することが可能であり、もつばら電流零点近傍 $10 \mu\text{秒} \sim 1 \text{ m秒}$ の短い期間における電流電圧波形の測定に使用されている。

中時間記録装置とは 60 c/s ベースで 1 ないし 10 サイクル程度の掃引が可能な掃引装置と残光性ブラウン管等を有する装置であつて、電流電圧の巨視的波形の観測測定に使用されている。

第9.1表 ブラウン管を使用する測定装置一覧表

番号	名 称	性 能	零点検出	掃引回路	使用増幅器	減衰器	分流器	分 圧 器	備 考
1	電流零点 測定装置-1 (1台)	電流零点近傍 10 μ 秒程度の電 流電圧の精密測 定。10kAシャ 断後の0.1Aの 測定が可能	全電子管 式、直流 増幅器振 幅形	電流零点 単掃引方式 掃引速度 0.1 μ s/cm ~0.5 ms/cm	電流用1要素 0~5.5Mc 70db 差動帰還形 電圧用1要素 0~6Mc 50db	75 Ω T 形 1/100 ~1/1	同軸形 (表2.1 を参照)	CR形 33pF 300kV _{max} 1台	専用同軸ケーブ ルを使用。 シャヘイ室内に 設置。 零線および校正 を自動的に記録。 タイムマーカに よる輝点消却方 式
1'	同上モニタ (1台)	同上装置の調整 ならびに監視							
2	電流零点 測定装置-2 (1台)	性能はほとんど 1に同じ	同上	電流零点 単掃引方式 掃引速度 0.5 μ s/cm ~1ms/cm	電流用1要素 0~4.3Mc 80db 電圧用1要素 0~5Mc 26db	75 Ω T 形 1/100 ~1/1		CR形 40pF 50kV _{max} 1台	
3	メモリ シンクロ スコープ (1台)	100 μ 秒~10サ イクル以上にわ たる各種現象の 蓄像監視ならび に記録							
4	中 時 間 記 録 装 置 (監視用兼用)	1サイクル~10サ イクル程度の測 定を行なう。電 流電圧の巨視的 波形の観測測定		シーケンス起 動 単掃引方式 掃引時間 1~15サイクル	電流用1要素 0~200kc 30db 電流、電圧用 3要素 20c/s ~200kc 55db	75 Ω T 形 1/15 ~1/1		2,000pF C-C 70kV AC 2台	ほとんど電磁オ シロの代用とし て常時使用
5	長時間 記録装置 (2台)	1サイクル~10 サイクル以上の測 定を流しフィル ムで行なう		回転ドラム 方式または 流しカメラ 方式					1台は実測専用
6	汎用監視用 記録装置 (1台)	10 μ 秒~10サ イクル以上にわた る各種現象を随 時監視記録する		電流零点ま たはシーケ ンス起動単 掃引方式	上記のいずれ かを併用				

長時間記録装置とは上記装置の電子管による掃引の代わりに回転ドラムと電動機とでフィルムを移動させて掃引を行なう装置であつて、10サイクル以上にもわたつて持続する現象の連続的測定に使用されている。

その他10 μ 秒から10秒に至る掃引が可能な汎用監視用記録装置を使用して各種の現象を随時監視記録している。

なお測定装置はすべて現象測定直後自動的に零線および増幅器の校正線がブラウン管上に描かれるように制御されている。また時間軸の校正は水晶発振器によつて制御された適当な周波数を有するパルスでブラウン管を輝度変調することによつて行なわれている。

以上のブラウン管装置は最近発達がめざましいシンクロスコープと多くの類似点を有しているが、短絡試験場というノイズレベルの高い所で使用しなければならないこと、測定すべき波形が非常に特殊であることなどから消弧現象測定用としてとくに留意しなければならない点があるため、それについて次節に詳細に説明する。

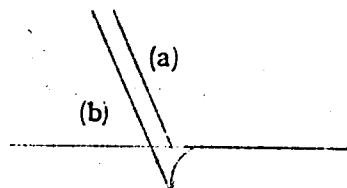
9.1.2 零点近傍の電流の測定

大電流流通直後の微小電流を測定するためには電流を検出する分流器およびこの出力を増幅してブラウン管の偏向出力とするための増幅器などに細心の注意を払う必要がある。

(1) 分流器⁽¹⁰⁸⁾

大電流零点近傍の微小電流の測定に使用される分流器は次のような条件を有していなければならない。

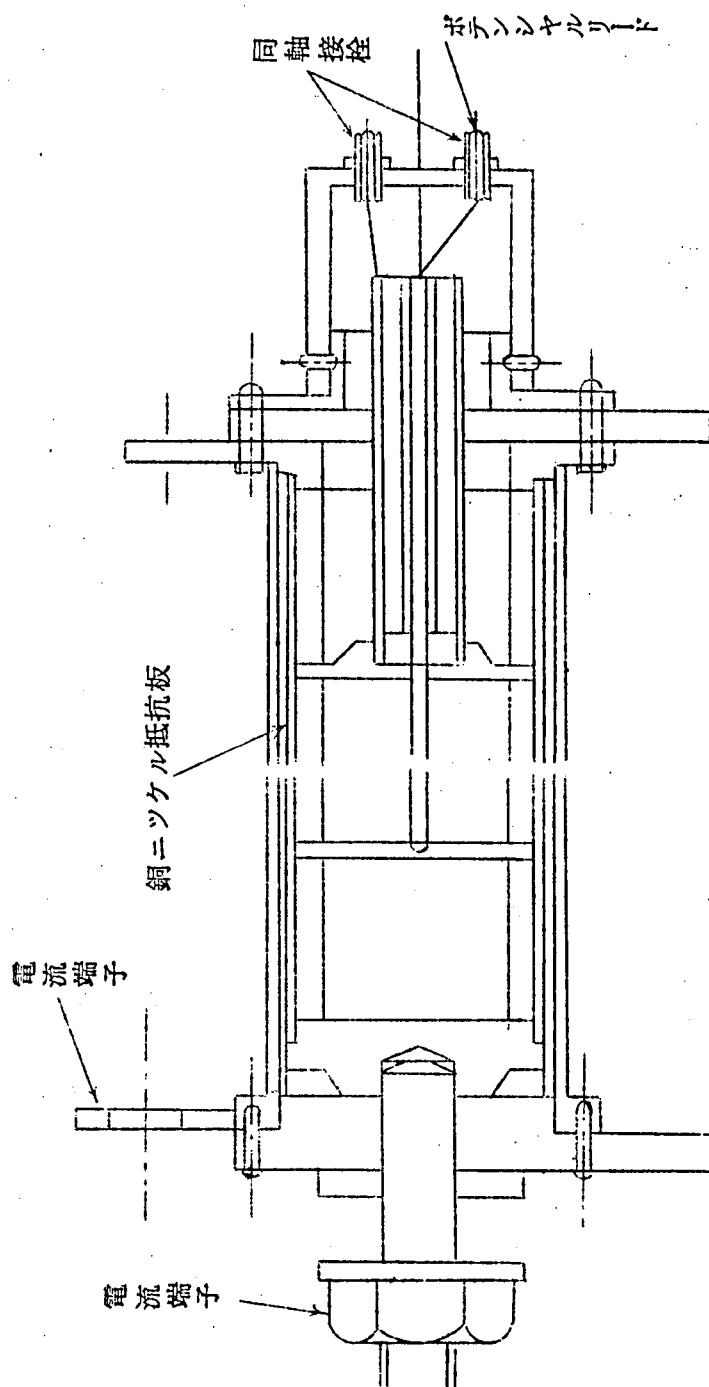
- a 大電流による電磁力に対して十分な機械的強度を有するだけでなく、オーミック損失による発熱に耐えるだけの十分な機械的強度を有していること。
- b 時定数ができるだけ小さいこと。実際いくぶんでもインダクタンスがあると、たとえば直接の電流が第9.1図(a)のようであつても残留インダクタンスのために(b)のようになり、電流波形は変歪して観測されることになるので時定数としては 10^{-8} 秒以下であることが必要である。



(a) 真の電流
(b) 分流器の出力

第9.1図 分流器の残留インダクタンスによる測定誤差

当研究室では同軸分流器によつて上述の条件を満足させている。その構造は第9.2図に示すようであつて、電流は電流端子より外部の導体管を流れ、内側の抵抗体管を通り別の電流端子にもどる。終端効果をさけるために抵抗体の中間の位置から内側に向かつて2本のポテンシャルリードが取出され二つの同軸接栓に接続されている。



第9.2図 同軸分流器の構造図

すべて軸対称にできているので電流端子間の開放伝達インピーダンスのリアクタンス分が内外打ち消し合う作用でいちじるしく減少されることになる。

現在当研究室で所有している同軸分流器の特性（付録9.1参照）を表示すれば第9.2表および第9.3図のようである。

(2) 直流増幅器

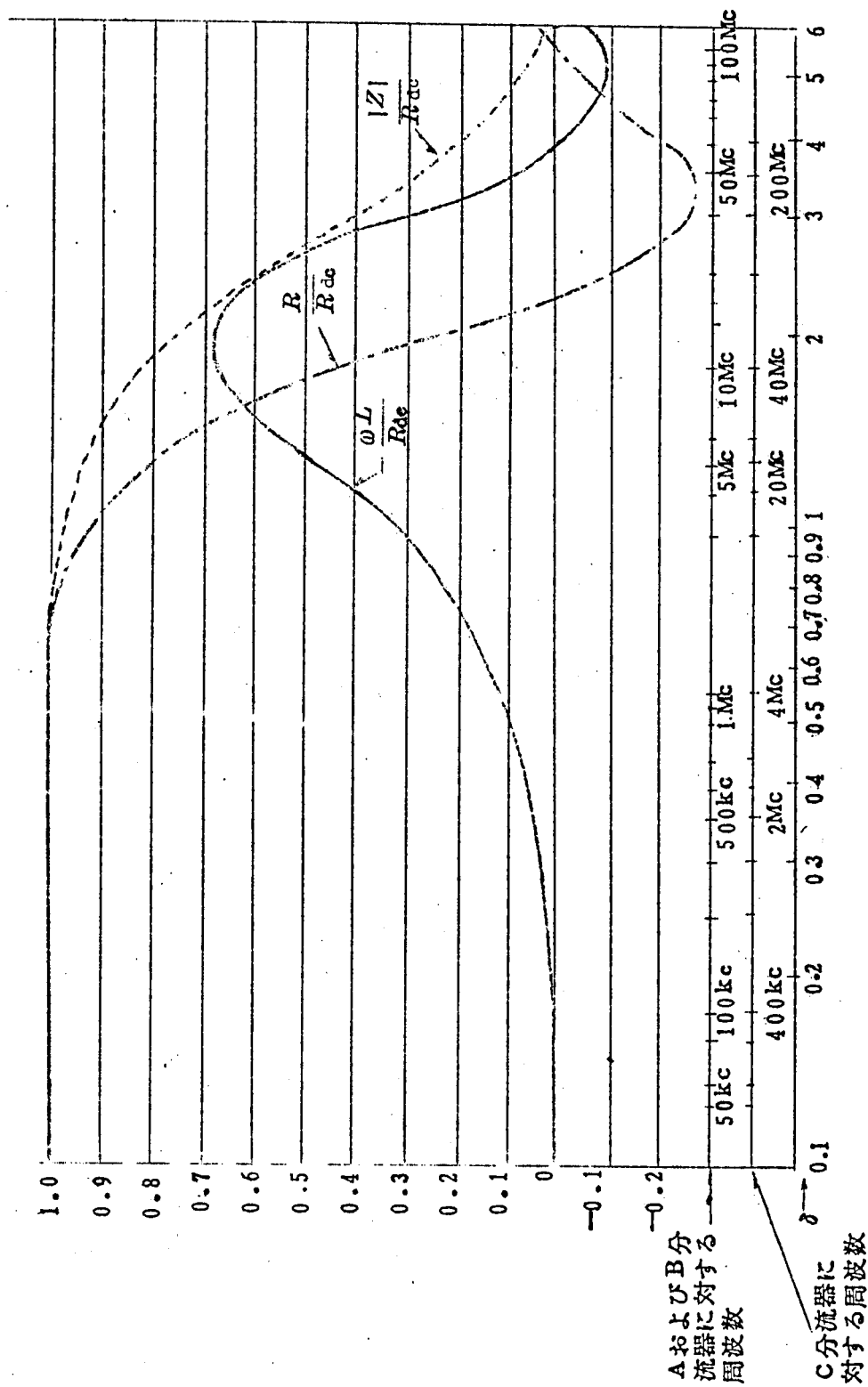
測定しようとする $1 \sim 10 \text{ mV}$ 程度の小信号の寸前にその信号に比して 10^4 ないし 10^5 倍程度の大きさを有する電圧が存在し、しかも信号の時間的变化がきわめて大きいため

第9.2 表 当研究室で所有する分流器の特性

	分 流 器 A	分 流 器 B	分 流 器 C
外 部 導 体 管 材 料	黄 銅	黄 銅	黄 銅
厚 さ (mm)	1	1	2
外 径 (mm)	1 0 9	5 5	3 0
長 さ (mm)	1,4 0 0	7 8 8	9 4 7
抵 抗 管 材 質	銅 ニ ツ ケ ル	銅 ニ ツ ケ ル	銅 ニ ツ ケ ル
厚 さ (mm)	0.2	0.2	0.1
外 径 (mm)	9 5.6	4 8.5	2 4.2
長 さ (mm)	1,3 9 5	7 6 4	9 2 8
許容温度上昇 (°C)	半サイクル以下	2 0 0	2 0 0
	半サイクル以上	1 0 0	1 0 0
許容エネルギー入力	半サイクル以上	1.2×10^5	0.32×10^5
(jouls)	半サイクル以下	0.6×10^5	0.1×10^5
開放伝達直流抵抗 (Ω)	0.0 1	0.0 0 5 5	0.0 5 5
開放伝達インダクタンス	第 9.3 図	第 9.3 図	第 9.3 図
近似開放伝達インダクタンス (μH)	1.3×10^{-4}	1×10^{-4}	1.2×10^{-4}
分流器時定数 $\cong \frac{2\pi d^2}{3\rho}$	1.7×10^{-8}	1.7×10^{-8}	0.4×10^{-8}
最大許容電流端子電圧 (V)	1,0 0 0	1,0 0 0	1,0 0 0
電流回路の全インダクタンス (μH)	0.0 3 2	0.0 2 1	0.0 4 6

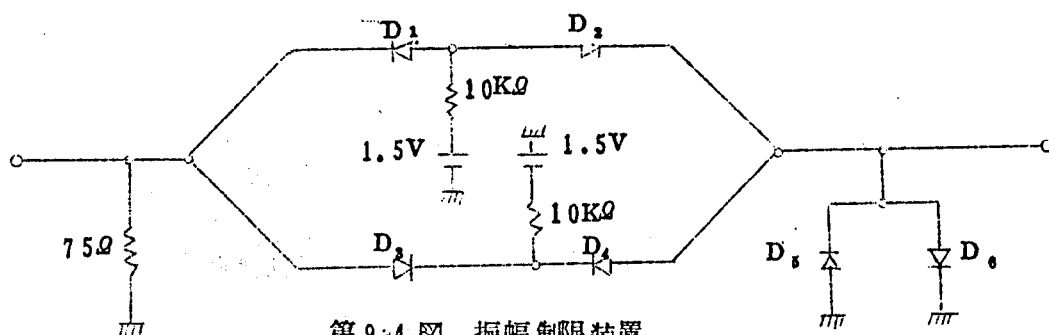
に、増幅器には次に列挙するような非常に苛酷な条件が課せられる。

- ブラウン管の偏向出力とするためには、70 ないし 80 db 程度の増幅度が必要である。
- 入力信号の変化率が大きいので、数 Mc 以上まで一様に増幅できること。(付録 9.2 参照)
- 測定しようとする信号の寸前に、その信号に比して 10^4 ないし 10^5 倍程度の入力があるが、これによる「サグ」が生じないようにしなければならない。(付録 9.2 参照)
- 同軸分流器の差動形の出力に応じて増幅器も差動形とする必要がある。
- その他零線推移がないこと、マイクロフォニクノイズを生じないことなどにも留意しなければならない。

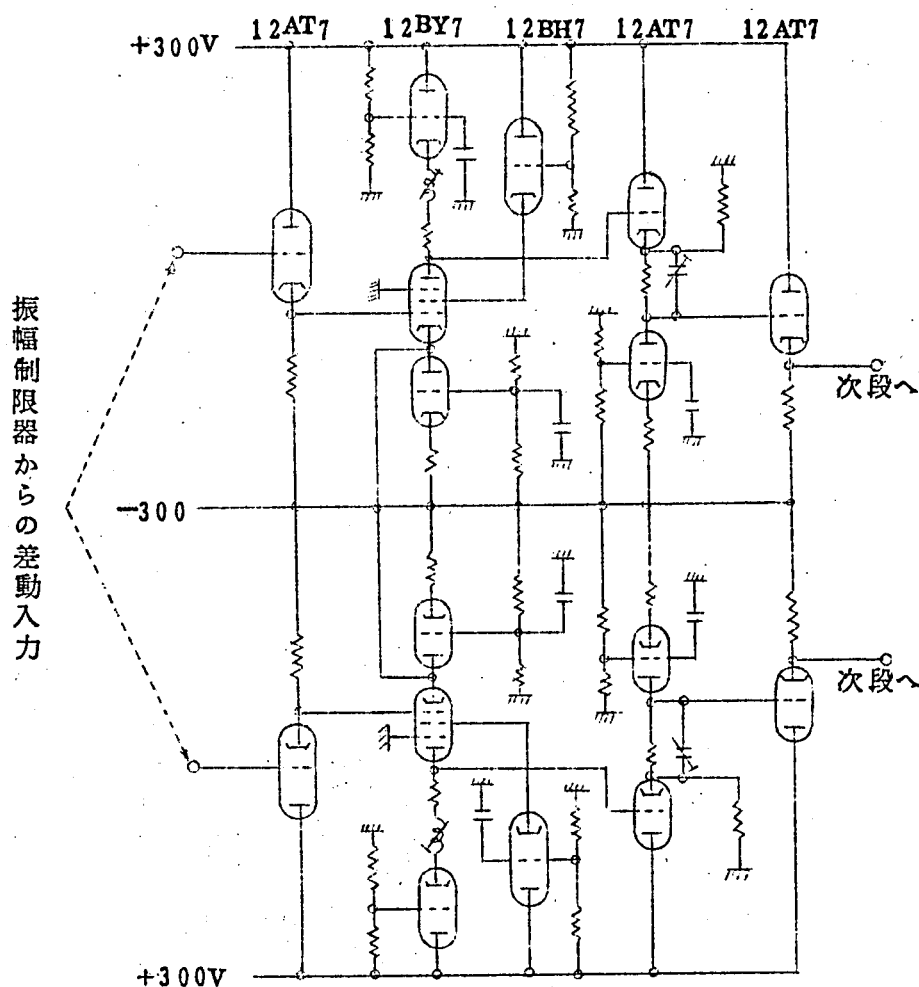


第9.3図 同軸分流器の周波数特性

現在使用している増幅器では入力に第9.4図に示すような振幅制限器を設置している。図において D_1 , D_2 , D_3 および D_4 はいわゆるスライサ型の振幅制限器であり



第 9.4 図 振幅制限装置

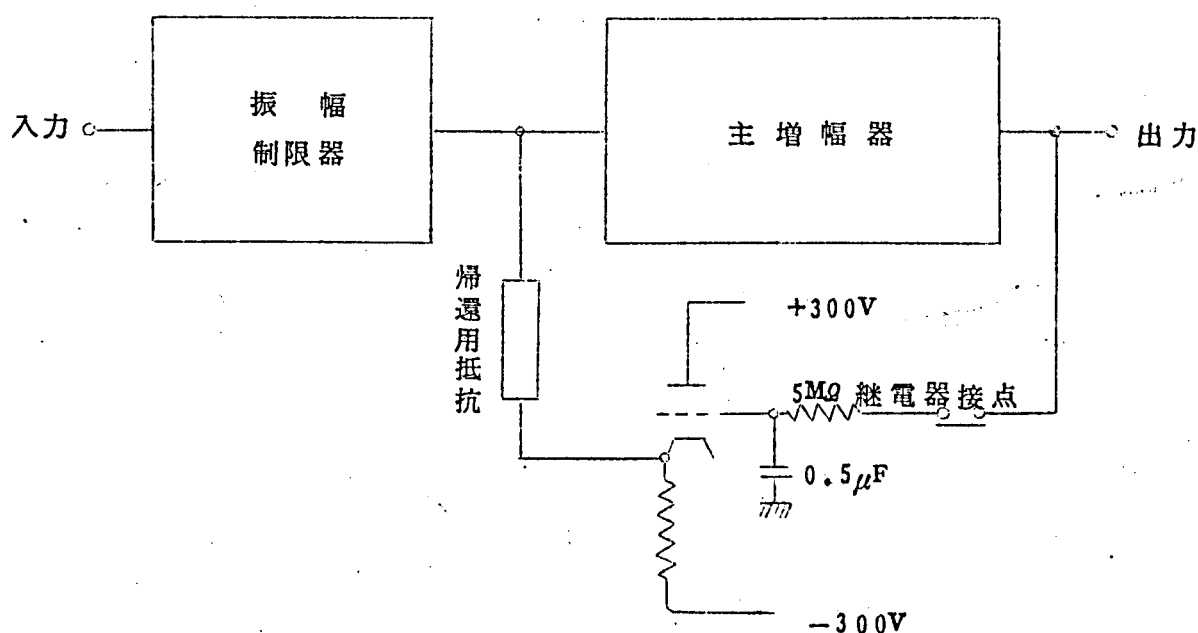


第 9.5 図 増幅器の初段の回路図

D₅、D₆ は電圧零点近傍においてのみゲルマニウムダイオードが高抵抗を示すことを利用した振幅制限器であつて、この二つを縦続に接続することによつて、出力電圧最大値±150mV 実効制限電圧±300mV の振幅制限を行なうことができる。なおゲルマニウムダイオードにはポジティブホールの残存時間がきわめて短い高周波用(1N60)を使用している。

第9.1表の装置1における主増幅器は五極管からなる増幅器を3段縦続に直結したものであつて、その初段および2段はともに第9.5図のような構成を有している。いわゆる「サグ」をきわめて小さくするためおよびB回路を通じての前段との結合を防ぐために、五極管のシャヘイ格子はカソードフォロワから給電されている。さらに差動比をよくするために陰極には三極管からなる定電流回路が接続されている。最終段は4本の電力増幅管からなる出力インピーダンス600Ωの増幅回路であつて後段加速ブラウン管の偏向板に直接接続されている。立上がり時間は64mμ秒、全利得は72dbである。

第9.1表中の装置2における主増幅器は第9.5図に示す回路を3段縦続に接続したものである。出力はカソードフォロワで取出されているがオーバスイングによるカソードフォロワの高域特性の低下を防ぐために、2段目と3段目との間の段間結合にはスライサ形の振幅制限器が挿入されている。立上がり時間は約80mμ秒、(高域シャ断周波数4.3MC)全利得は約80dbである。これらの増幅器にはシャ断電流が流れている数十m秒の間だけ動作しておればよいという好都合な条件があるので、第9.6図に示すような回路を用いて零線推移をほとんど完全に抑制することができる。図の継電器1の接点が閉じている間は低周波領域で負帰還されているので零線推移は自動的に補償されている。この状態では完全な直流増幅器ではないが、必要に応じて継電器を動作させ自動的に帰還回路を切り離せば、Cに充電さ



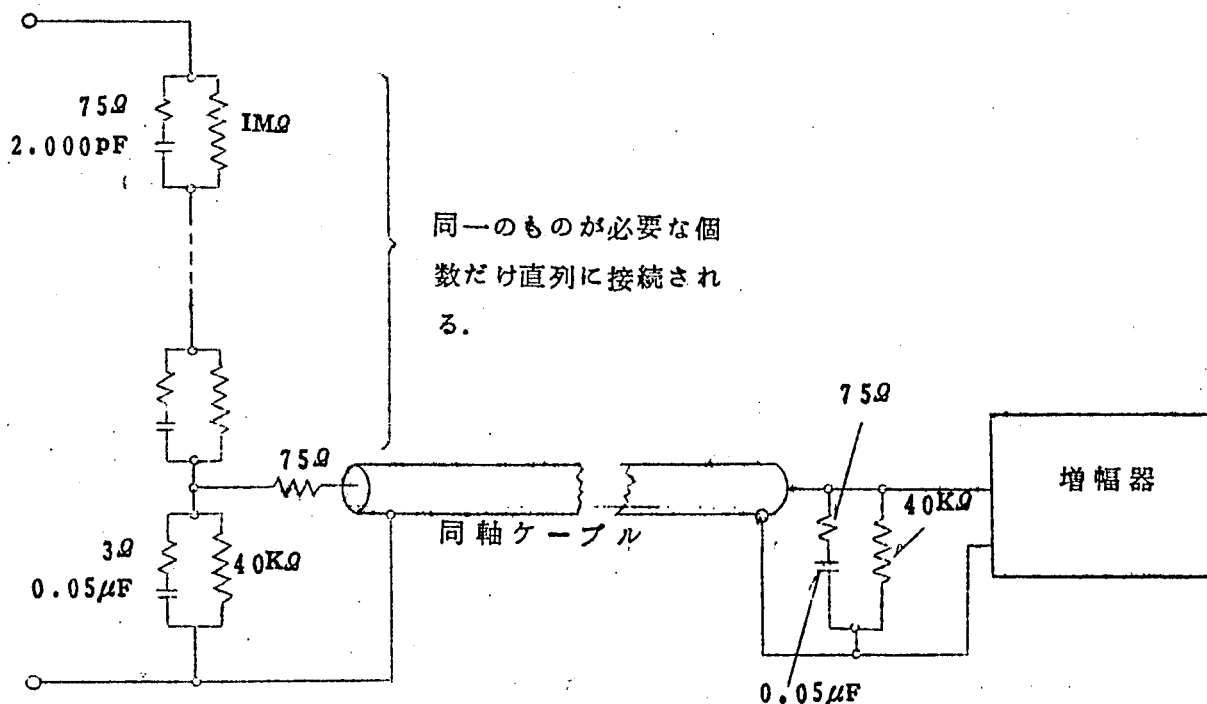
第9.6図 零点推移を抑制する回路

れた電圧はそのまま残り、零線が調整された状態で完全な直流増幅器として動作するようになる。この回路を使用すれば、手動による零線の調整をほとんど必要としない。

9.1.3 電圧の測定（雑音に対する対策）

シヤ断現象に関する実験では50 kV以上の高電圧から100 V以下のアーク電圧までが存在し、その両者を測定する必要がある。また300 kc以上の高い再起電圧周波数が低下しないようにしなければならないことがあるので、測定装置のインピーダンスをきわめて高くしなければならない。

当研究室で使用しているものは第9.7図に示すように総容量40 pF以下のCR分圧器と最大利得50 db、立上がり時間50 m μ 秒の直流増幅器とを結合したもの（第9.1表における装置1）、および総容量40 pFのCR分圧器と最大利得28 db、立上がり時



第9.7図 電圧測定装置

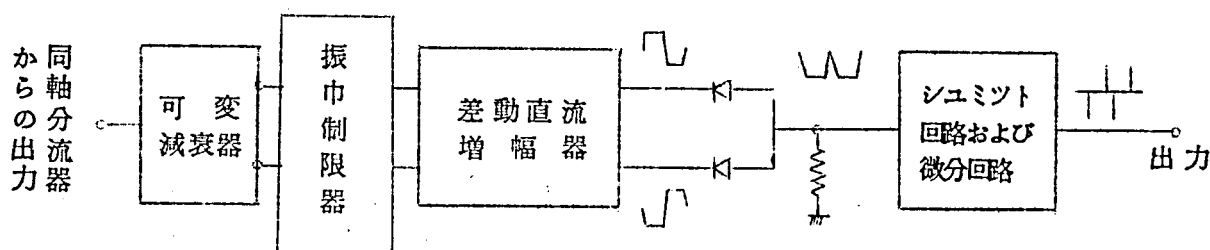
間80 m μ 秒の直流増幅器とを結合したもの（装置2）である。増幅器の利得を変化することによつて最高300 kVから最低50 Vにいたる0ないし6 Mcの周波数を有する電圧の測定が可能である。

なお、分圧器から増幅器への連絡には特性インピーダンス75 Ω のケーブル40 mを使用しているが、受電端および送電端におけるケーブルの整合には第9.7図に示すように、

75 Ω の固定抵抗と 0.05 μ F のコンデンサを使用している。

9.1.4 零点検出回路および掃引回路⁽¹⁰⁹⁾

消弧にとつてもつとも重要なのは電流零点のごく近傍であるため、この期間だけを詳細に観測する必要があるが、電流零点寸前の5 μ 秒ないし10 μ 秒の時間的位置を正確に検出して掃引回路を動作させる零点検出回路を使用しておおむね満足すべき結果を得ている。



第9.8図 零点検出装置のブロックダイアグラム

第9.8図は零点検出装置のブロックダイアグラムである。まず同軸分流器の出力を振幅制限した後利得60 dB、周波数特性0~2 Mcの直流差動増幅器で増幅している。つぎに出力を二つの二極管によつて整流した後シュミット回路に入れて急峻な矩形波を微分して正のパルスだけを取り出し、掃引回路のトリガとしている。

このような回路構成によつて電流波形の極性の正負にかかわらず電流零点寸前だけを精確に検出している。(零点前1 μ 秒の検出が可能である)

掃引回路にはインピーダンスの低いブートストラップ回路を使用して、雑音の影響を除くとともにかなり優秀な直線掃引電圧をえている。

9.1.5 測定器の配置

短絡試験場においては

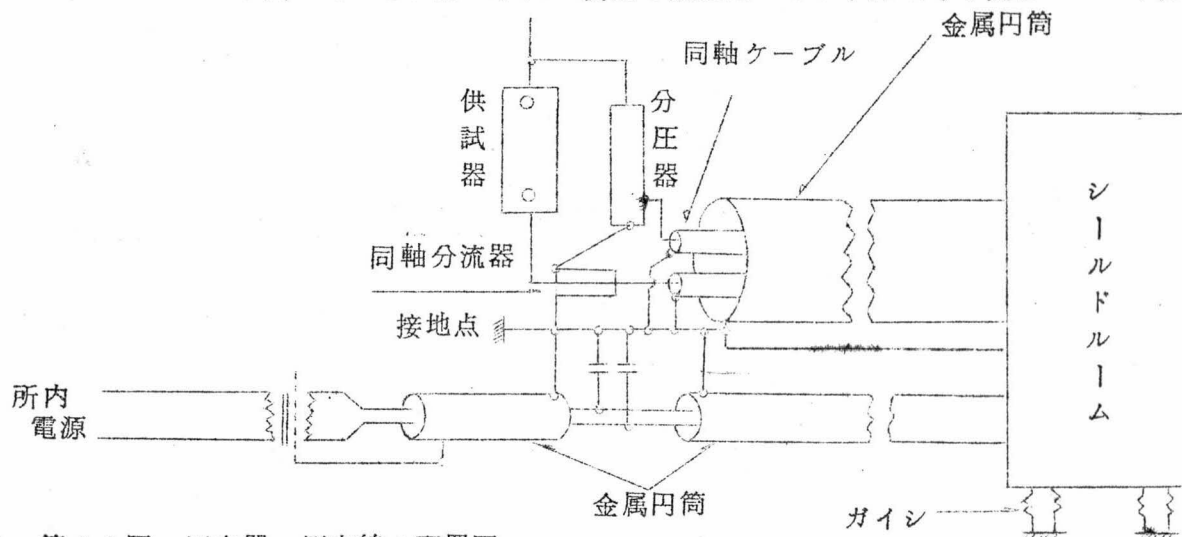
- a 大電流ループから受ける電磁誘導
- b 高電圧回路から受ける静電誘導
- c 大電流の一部が接地回路を流れて生じる接地の変動

等が測定器に直接にあるいは測定器の電源を通じて間接に高いレベルの雑音を与える恐れがあるので測定器の配置には次のような注意を払っている。

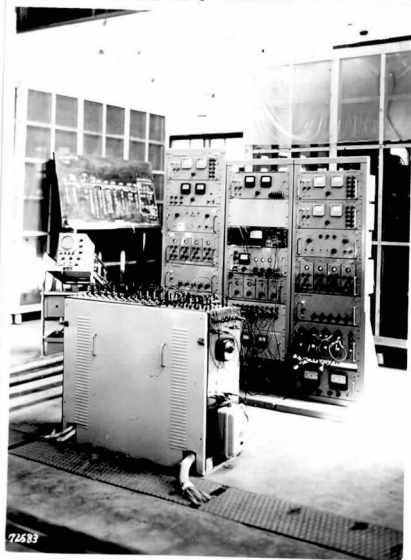
まず測定器を短絡回路からできるだけ離れた位置に設置するとともにすべてシールドルームの中に収め、さらに試験回路からシールドルームへ被測定量を伝送するのに用いられている特性インピーダンス75 Ω の同軸ケーブル数本を金属円筒の中に収めて、電磁ならびに静電誘導を完全に除去している。

つぎに接地の変動に対しては、実験回路の一点接地を厳密に実行し、シールドルームはガイシで大地から浮かせて同軸ケーブルを収めた金属円筒のほかに、直径 22 mm^2 の銅線を5本よりにしたものを用いてシールドルームと試験回路の接地点との間を連結している。

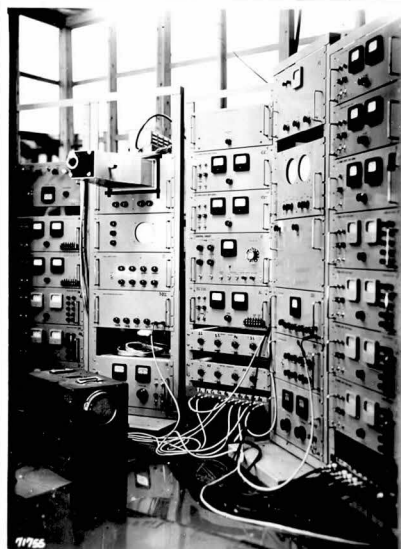
最後に電源からはいり込む雑音に対しては、所内電源と測定器との間にシヤヘイ絶縁変圧器を入れ、変圧器とシールドルームに収められた測定器類とを接続する配線は金属円筒に入れ、実験回路の接地点においてこの金属円筒および内部の電線をそれぞれ直接にあるいはコンデンサを用いて間接に接地している。さらに高利得増幅器の電源には超パスフィルタを入れている。第9.9図は装置の配置図であり、第9.10図はシールド



第9.9図 測定器、測定線の配置図



第9.10図 シールドルームの外観



第9.11図 シールドルームの内部

ームの内部を撮影したものである。

この測定装置を利用して種々の測定が行なわれ、多くの興味ある結果が得られているが、それらの測定結果については第 3 章で詳しく述べたところである。

9.2 瞬時圧力の測定装置⁽¹⁰⁰⁾⁽¹⁰⁷⁾

消弧現象を究明するためには消弧室内のアークの近傍におけるガス圧力あるいは油の圧力を測定する必要がある⁽¹⁰⁴⁾⁽¹⁰⁵⁾ので、当研究室では電磁形の圧力計および高電位点の圧力をも測定できる容量形の圧力計を使用してその測定を行っている。

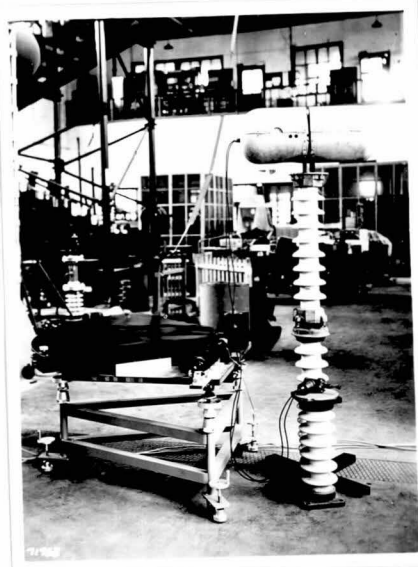
電磁形圧力計は圧力測定ベッドのダイヤフラムに直結された鉄片が圧力に応じて微動する結果磁気回路のリラクタンスが変化するのを検出する装置である。検出ヘッドに磁気回路を使用しているのでアーク電流からの磁気誘導を受けやすいことや大地電位点の圧力だけしか測定できないことなどの欠点はあるが、取扱いが比較的容易であるのでアーク電流が小さい場合の圧力を大地電位で測定するのにしばしば使用している。

大電流アークの近傍のかならずしも大地電位でない点における圧力を測定するのには、高電位点の圧力をも測定できる容量形の圧力計を使用している。これはかなり特殊なものであるから以下にやや詳細に説明する。

まず大地電位でない点での測定のために、大地電位から浮かせた圧力検出装置が送信する「圧力によつて変調された電波」を、大地電位に置かれた受信器および記録装置が受信記録するようになっている。高圧大容量シャ断器が大電流をシャ断している近傍の高雑音レベルの点に検出装置が置かれるので、雑音の影響を受けないようにしなければならないこと、送受信器間の距離が変動しても受信器によつて受信される信号の大きさが変化しないこと、中心周波数の変動がきわめて少ないことなどの要求を完全に満たすために、変調方式としては位相変調方式を採用している。位相変調方式を使用する場合には、普通の方法では時間的变化の割合が小さい信号を感度良く伝送できないので、この装置では電波連絡に関与する第 1 搬送波のほかに、圧力によつて振幅変調された第 2 搬送波を用いて、第 1 搬送波に位相変調をかけている。⁽¹⁰⁷⁾

大電流による電磁誘導を防止するために検出ヘッドは容量形となつている。またコロナ雑音強度は主として MF 範囲で大きく、大体周波数が高くなるとともに減少し、VHF 範囲でかなり小さくなるから、第 1 搬送の周波数は 150 Mc に選ばれている。アンテナは棒状のものを

用いるとその先端から多量のコロナを発生するので、回転精円体状のものとし、その内部に送信装置を収めることによつてシャヘイ作用をもかねさせている。第9.12図はこの装置の外観



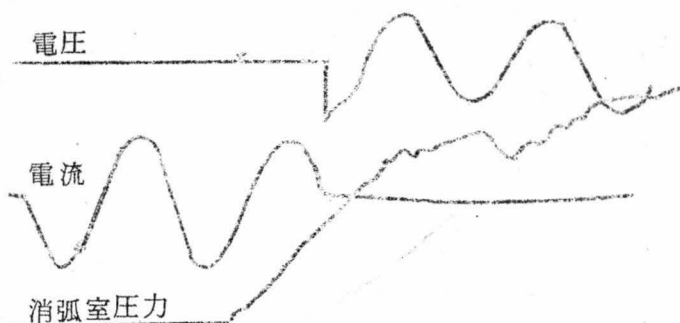
第9.12図 圧力測定装置および流しカメラ

であり、第9.13図は空気シャ断器が10kAの電流をシャ断した際のシャ断点と断路部との中間部における圧力を70kVの高電位点で測定したものである。

9.3 光学的測定装置

前節で述べた電流電圧の測定装置を用いて、アーク電圧および電流をいかに精密に測定したとしても、ノズル中のアーク半径および輝度などの様相については想像の域を脱することができないので、第3章で述べたようにアクリ

空気シャ断器 消弧室圧力 電圧70kV, 電流10kA



第9.13図 圧力の測定例

ル樹脂などの透視材料で消弧室モデルを試作し、流しカメラを用いて種々の測定を行なっている。たとえばカメラのスリットをアーク軸に垂直に設置することによつてアーク半径および輝度の時間的变化を測定することができるだけでなく、スリットをアーク軸と平行に置くことによつてプラズマ粒子の移動速度をも測定することができる。

現在使用しているものはトランジスタからなる同期装置を内蔵していて最高5 μ 秒/cmの速度で撮影できるものである。

その他アークの輝度を光電子増倍管を用いて測定する装置やアークのスペクトルを分析する装置などを計画している。

9.4 シュリーレン法による気流の観測装置

たとえば空気シャ断器のようにノズルあるいはオリフィスに圧縮空気の高速気流を作つてアーチを吹消し、同時にシャ断後の絶縁耐力を保持するシャ断器の消弧現象には、ノズル部分の気流の状態が大きな影響を及ぼすので、それを定性的ならびに定量的に測定することはきわめて重要な事である。(100)

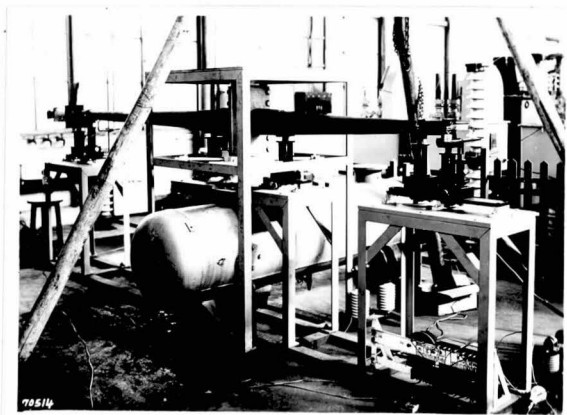
気流の観測法としては古くからシュリーレン法、マツハ干涉計法、浅底水槽法などが知られているが、シュリーレン法は流れの状況を直観的に観察できること、および圧力傾斜を直接測定できること等の長所を有しているので、シュリーレン法による観測装置を設備し気流の観測を行なつている。

設備したシュリーレン装置は100 mm ϕ 、焦点距離1,500 mmの2個のレンズを主体としたもので、有効な観測範囲は90 mm ϕ である。光源にはジルコンランプ、クセノンフラッシュランプ、ヒューズの発弧などを採用している。

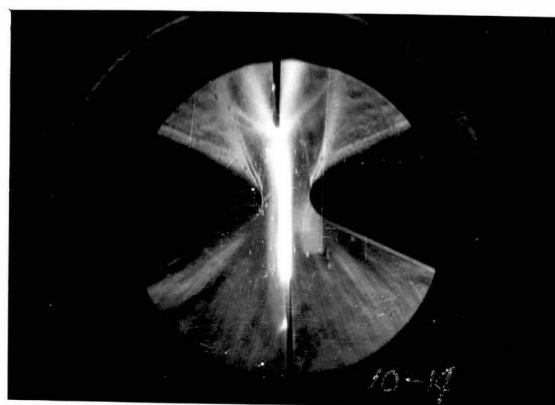
観測体としてはプラストバルブを有する貯気槽の上に各種形状のノズルの2次元モデルを設け、耐圧ガラス窓を通して光線を通過させ観測するようになつている。

プラストバルブの動作後、気流の変化する各段階を観測するため、光源の閃光開始時間を次節で述べるデカトロン制御装置によつて制御し、0.1 m秒のステップで1秒間まで任意に調整できるようになつている。

一般に消弧装置は軸対称の3次元である場合が多いが、消弧装置内部の状況を観測するためにはどうしても2次元モデルとせざるを得ないので、流れのマツハ数とレイノルズ数とを局部的に合わせることに重点を置いた3次元から2次元への変換を提唱し、これを実施することによつて合理的な推定を行なつている。第9.14図この装置の外観であり、第9.15図は測定



第9.14図 シュリーレン法による気流観測装置



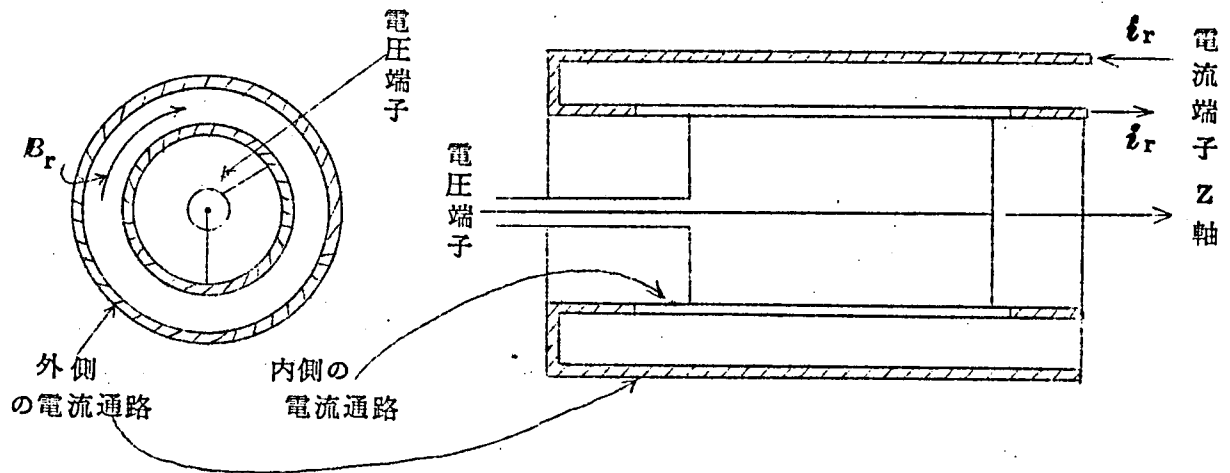
第9.15図 発弧時におけるノズル近傍の気流

一例である。

なお気流中の圧力の絶対値の測定にはマツハ干渉計のほうが適しているので、シュリーレン法による装置と同一の有効観測範囲を有するものを計画している。

付録 9.1 同軸分流器の周波数特性

同軸分流器の周波数特性を実測することは現状では困難であるが、軸対称の構造であるため計算が容易であり、また計算結果が実際とよく合うと考えられるので、次のような計算からその特性を推定している。



第 9.a.1 図 同軸分流器の原理図

まず開放伝達インピーダンスについて計算する。

円管の軸に関してすべての現象および構造が軸対称であると仮定すれば、外部導体を流れる電流による磁束は外部導体の内部には存在しない。したがって内部導体を流れる電流の密度を論じるにあたっては外部導体を流れる電流による磁束を考慮する必要はない。

さて i_r = 内部導体の半径 r の点における電流密度

紙面に入り込む方向を正とする。

B_r = 内部導体の半径 r の点における磁束密度

時計方向を正とする。

ρ = 内部導体の比抵抗

とすれば導体内部における i_r B_r に対する方程式は次式で与えられる。

$$\text{curl } B = 4\pi i_r$$

(9.a.1)

$$\text{curl}_\rho i_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial B_r}{\partial t}$$

筒の軸を Z 軸として円筒座標を用いて表現すれば B_r は ϕ - component、 i_r は Z - component のみが零でないから B_r の ϕ - component を B_r 、 i_r の Z - component を i_r とすれば (9.a.1) 式は

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) = 4 \pi i_r \quad (9.a.2)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial r} i_r = \frac{\partial}{\partial t} B_r$$

となる。

$$\text{さて} \quad i_r = \frac{1}{2\pi j} \int_{Br} \frac{I_r(p)}{p} e^{pt} dp \quad B_r = \frac{1}{2\pi j} \int_{Br} \frac{B(p)}{p} e^{pt} dp$$

とおけば(9.a.1)式(9.a.2)はさらに次のように変形される。

$$\frac{d^2 B}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dB}{dr} + (k^2 + \frac{1}{r^2}) B = 0 \quad (9.a.3)$$

$$\frac{d^2 I_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dI_r}{dr} + k^2 I_r = 0$$

$$\text{ここに} \quad k^2 = p \frac{4\pi}{\rho}$$

(9.a.3)式を解けば次のような解が得られる。

$$\begin{aligned} I_r &= Z_0^i(kr) & B &= Z_1^B(kr) \\ \text{ただし} \quad Z_0^i(kr) &= [C_1^i \ C_2^i] \begin{bmatrix} J_0(kr) \\ N_0(kr) \end{bmatrix} \\ Z_1^B(kr) &= [C_1^B \ C_2^B] \begin{bmatrix} J_1(kr) \\ N_1(kr) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (9.a.4)$$

こゝで C_1^i, C_2^i, C_1^B および C_2^B は任意常数である。

(9.a.4)式を(9.a.2)に代入して Z_0^i, Z_1^B の間に次の関係が得られる。

$$\begin{aligned} k Z_0^B(kr) &= 4 \pi Z_0^i(kr) \\ -\rho k Z_1^i(kr) &= p Z_1^B(kr) \\ \text{すなわち} \quad [C_1^i \ C_2^i] \begin{bmatrix} J_0(kr) & J_1(kr) \\ N_0(kr) & N_1(kr) \end{bmatrix} &= [C_1^B \ C_2^B] \begin{bmatrix} DJ_0(kr) & FJ_1(kr) \\ DN_0(kr) & FN_1(kr) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (9.a.5)$$

$$\text{こゝに} \quad D = k / 4 \pi \quad F = - \frac{p}{\rho k}$$

境界条件としては

$$\begin{aligned} r=a \text{ に於いて} & \quad B = 0 \\ r=b \text{ に於いて} & \quad B = 2I_t / b \end{aligned}$$

ただし I_t は内部導体の total current であり、 a および b はそれぞれ内部導体の内径および外径である。

したがって任意常数 C_1^i, C_2^i, C_1^B および C_2^B に関して次の関係式が得られる。

$$\begin{bmatrix} C_1^B & C_2^B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_1(ka) \\ N_1(ka) \end{bmatrix} = 0 \quad \dots\dots\dots (9.a.6)$$

$$\begin{bmatrix} C_1^B & C_2^B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_1(kb) \\ N_1(kb) \end{bmatrix} = 2 I_t / b \quad \dots\dots\dots (9.a.7)$$

(9.a.5) 式および (9.a.6) 式から

$$\begin{bmatrix} C_1^i & C_2^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_1^B & C_2^B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} DJ_0(ka) & 0 \\ DN_0(ka) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_0(ka) & J_1(ka) \\ N_0(ka) & N_1(ka) \end{bmatrix}^{-1} \quad \dots\dots\dots (9.a.8)$$

(9.a.6) (9.a.7) および (9.a.8) 式を連立させて $\begin{bmatrix} C_1^i & C_2^i \end{bmatrix}$ を求めれば

$$\begin{bmatrix} C_1^i & C_2^i \end{bmatrix} = \frac{2I_t}{b} \cdot \frac{D \{ -N_1(ka) J_1(ka) \}}{J_1(ka) N_1(kb) - J_1(kb) N_1(ka)}$$

したがって (9.a.4) 式から

$$I_r = \frac{2I_t}{b} \cdot \frac{D \{ -J_0(kr) N_1(ka) + J_1(kr) N_0(ka) \}}{J_1(ka) N_1(kb) - J_1(kb) N_1(ka)} \quad \dots\dots\dots (9.a.9)$$

さて同軸分流器に於いては内部導体（すなわち抵抗体）の最も内側の部分から potential lead が取り出されているがこの部分に鎖交する磁束を \varnothing_a とすれば \varnothing_a は potential lead にも同様に鎖交するので

potential terminal から見た単位長さ当りの実効インピーダンスを $Z(p)$ とすれば

$$\begin{aligned} Z(p) &= \frac{1}{I_t} \left(\rho I_a + \frac{\partial \varnothing_a}{\partial t} - \frac{\partial \varnothing_a}{\partial t} \right) = \rho \frac{I_a}{I_t} \\ &= - \frac{\rho k}{2\pi b} \frac{J_1(ka) N_0(ka) - J_0(ka) N_1(ka)}{J_1(ka) N_1(kb) - J_1(kb) N_1(ka)} \\ &= \frac{\rho}{\pi a b} \frac{1}{J_1(ka) N_1(kb) - J_1(kb) N_1(ka)} \quad \dots\dots\dots (9.a.10) \end{aligned}$$

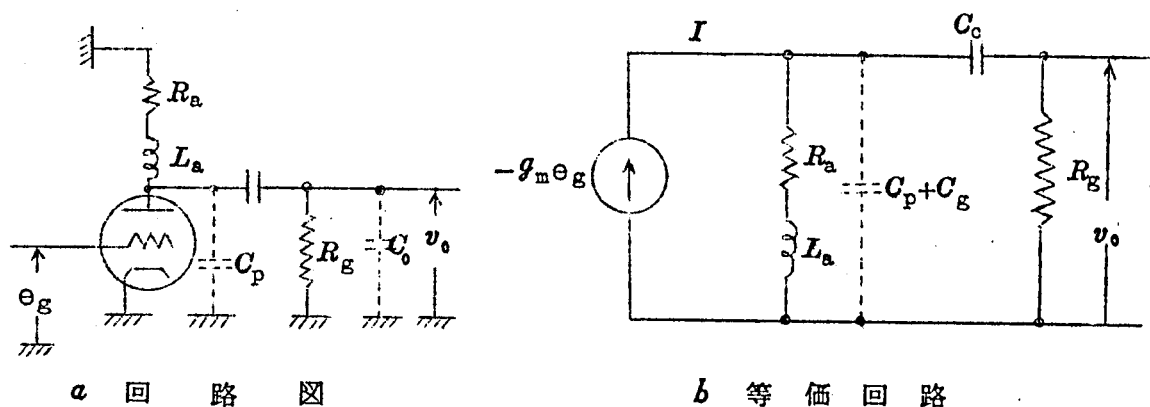
(9.a.10) 式の k にふくまれる p を $j\omega$ に等しいとおいて、Real part と Imaginary part とに分け、Real part をその抵抗分、Imaginary part をリアクタンス分としてその特性を表現したのが第 9.3 図である。

以上は電圧端子からみた開放伝達インピーダンスに関する計算結果であるが、電流端子からみた電流流通回路のインピーダンスはこれとは異なり、そのインダクタンス分は近似的に次式で与えられる。

$$L \cong 2 \log \frac{b}{a} \times 10^{-3} \mu\text{H}/\text{cm} \dots\dots\dots (9.a.11)$$

付録 9.2 残留電流測定用増巾器に関する検討

考察を簡単にするために増幅器のサグをCR結合によるサグで模擬し、高域特性を陽極に並列 Peaking を有する 1 段増幅器で近似的に表現すれば、増幅回路およびその等価回路は第 9. a.2 図で与えられる。

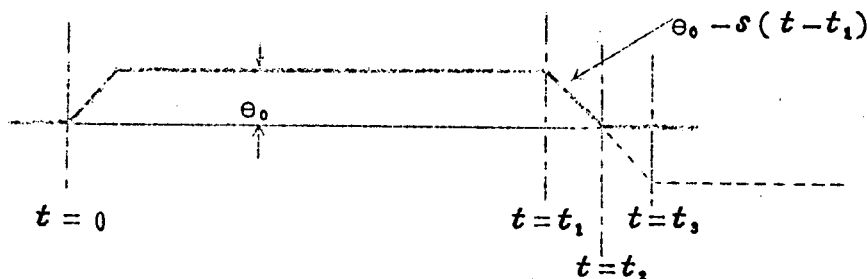


- L_a : シヤントピーキングのインダクタンス
- R_a : 負 荷 抵 抗
- R_g : 制御格子漏洩抵抗 ($R_g \gg R_a$)
- C_c : 結合コンデンサ ($C_c \gg C_o + C_a$)
- C_a : 出 力 容 量
- C_o : 出力回路の結線の浮遊容量および次段の入力容量
- e_g : 入 力 信 号
- e_o : 出 力

第 9. a.2 図 増 幅 回 路

e_g としては第 9. a.3 図のような理想シヤ断器の電流零点近傍の電流波形を想定する。
すなわち同軸分流器に誘起する電圧は正弦波であるが、例えば第 9.4 図に示すような振幅制限器によつて一定値 e_o 。以上の振幅は制限される。しかし電流零点近傍の小振幅信号に対しては、

制限作用は示さないで、忠実に伝達され、単位時間に δ なる傾斜で減少する。そしてシヤ断に成功する場合には零点到達とともに消滅し、シヤ断に失敗する場合には零点でも連続的に継続する。この梯形波の持続時間は最大で商用周波数の 1 サイクルである。



第 9.a.3 図 入力信号（実線はシヤ断成功、点線は失敗の場合）

電流の流通が開始された点を時間の原点に採り、振幅制限器が振幅制限を解く時間を $t = t_1$ 、電流零点を $t = t_2$ 、シヤ断に失敗して振幅制限器が再び動作する時間を $t = t_3$ とすると、増幅器の出力 v_o の p 関数表現は近似的に次式で与えられる。

$t_1 < t < t_2$ では

$$v_o(p) = (-g_m R_a) \frac{T_1 p}{1 + T_1 p} \left\{ \theta_0 e^{-\frac{t_1}{T_1}} \frac{s(1 + T_2 Q p)}{p(1 + T_2 p + T_2^2 Q p^2)} \right\} e^{-p t_1}$$

$$\text{ここで } T_1 = R_g C_c \quad T_2 = R_a (C_a + C_b) \quad Q = \frac{1}{T_2} \frac{L_a}{R_a} \quad \dots\dots\dots (9.a.12)$$

$t_2 < t < t_3$ では $t = t_2$ でシヤ断に成功した場合

$$v_o(p) = (-g_m R_a) \frac{T_1 p}{1 + T_1 p} \left\{ \frac{T_2 p(1 + T_2 Q p)}{1 + T_2 p + T_2^2 Q p^2} v_o^0 - \frac{Q T_2 p}{1 + T_2 p + T_2^2 Q p^2} v_o'^0 \right\} e^{-p t_2} \quad \dots\dots\dots (9.a.13)$$

ここで v_o^0 は入力信号の零点すなわち $t = t_2$ における v_o の値であり、また $v_o'^0$ は

$$v_o'(t) = -g_m R_a \theta_g - (C_p + C_o) \frac{d}{dt} v_o(t) \quad \dots\dots\dots (9.a.14)$$

で与えられるところの $v_o'(t)$ の $t = t_2$ における値である。

もちろんシヤ断失敗の場合は、 $t_2 < t < t_3$ の時間的位置でも $v_o(t)$ の p 関数表現は (9.a.12) 式に等しくなる。

(9.a.12), (9.a.13) 式を $T_1 \gg t_3 - t_1$, $T_1 \gg T_2$ という仮定のもとに t 関数に変換し、真の波形 $-g_m R_a \theta_g$ との差 E_t を求めると次式を得る。

$t_1 < t < t_2$ では

$$E_t = (-g_m R_a) \left\{ -\theta_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right) \right. \\ \left. + (-g_m R_a) s T_2 \left[(1-Q) \left(1 - e^{-\alpha(t-t_1)} \cos \beta(t-t_1)\right) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\sqrt{4Q-1}} (1-3Q) e^{-\alpha(t-t_1)} \sin \beta(t-t_1) \right] \right\} \dots\dots\dots (9.a.15)$$

ここに $\alpha = \frac{1}{2T_2 Q}$ $\beta = \alpha \sqrt{4Q-1}$ で与えられる量である。

$t_2 < t < t_3$ では

シヤ断成功の場合

$$E_t = (-g_m R_a) \left\{ -\left(1 - e^{-\frac{t}{T_1}}\right) \theta_0 \right. \\ \left. + (-g_m R_a) s T_2 \left[\left\{ (1-Q) \left(1 - e^{-\alpha t_0} \cos \beta t_0\right) - \frac{Q}{\sqrt{4Q-1}} (1-3Q) e^{-\alpha t_0} \sin \beta t_0 \right\} \right. \right. \\ \times e^{-\alpha(t-t_2)} \cos \beta(t-t_2) + \left\{ \frac{(1-3Q)}{\sqrt{4Q-1}} \left(1 - e^{-\alpha t_0} \cos \beta t_0\right) \right. \\ \left. \left. + \frac{Q}{4Q-1} (1-Q) e^{-\alpha t_0} \sin \beta t_0 \right\} e^{-\alpha(t-t_2)} \sin \beta(t-t_2) \right] \right\} \dots\dots\dots (9.a.16)$$

ただし $t_0 = t_2 - t_1 = \theta_0/s$

シヤ断失敗の場合には(9.a.15)式の延長として与えられる。

(9.a.15)式および(9.a.16)式における第1項は、低周波特性の不足による歪すなわち増幅器のサグを表し、第2項は高域特性の不足による歪を表している。

増幅器は理想シヤ断器の電流零点近傍における値を正確に増幅できなければならない。そこで次に増幅器が正確に動作するために必要な、増幅器の周波数特性について検討しよう。

(i) 増幅器の低域特性について、

(9.a.15)および(9.a.16)式から増幅器の低周波特性の不足による歪 E_ℓ は次式で与えられる。

$$|E_\ell| = |g_m R_a \theta_0 \left(1 - e^{-\frac{t_1}{T_1}}\right)| \dots\dots\dots (9.a.17)$$

したがって電流測定の誤差の許容最大値を i_0 とすると

$$g_m R_a R i_e < g_m R_a e_0 (1 - e^{-\frac{t_1}{T_1}})$$

なる条件から T_1 の必要最小値を与える条件として次式がえられる。

$$T_1 > -t_1 / \ln \left(1 - \frac{R i_e}{e_0} \right) \quad (9.a.18)$$

一般に $R i_e / e_0 \ll 1$ であるから上式はさらに簡単化されて、

$$T_1 > t_1 \cdot \frac{e_0}{R i_e} \quad (9.a.18')$$

こゝに R は同軸分流器の実効開放伝達抵抗である。

例えば第 9.4 図の振幅制限器および $R = 0.01 \Omega$ の同軸分流器を用いて、 $0.1 A$ の精度で測定を行いたい場合には

$$e_0 = 300 mV$$

$$R i_e = 1 mV$$

$$t_1 = \frac{1}{60} sec$$

となるので

$$T_1 \geq 5 sec$$

という条件が得られる。

(ii) 増幅器の高域特性について

増幅器の高域特性は次の二つの条件によつてその必要最低値が与えられる。

(a) シヤ断器がシヤ断に成功し、零点で電流が消滅する場合、零点経過後の E_t の最大値が誤差の許容最大値 i_e に相当する値を越えてはならない。(第 9.a.4 図 a)

(b) シヤ断に失敗し、零点で電流が連続的に継続する場合には、真の電流が零点を切る時間と増幅器の出力が零点を切る時間との差が、入力信号が誤差の許容値を変化するのに要する時間よりも小さくなくてはならない。(第 9.a.4 図 b)

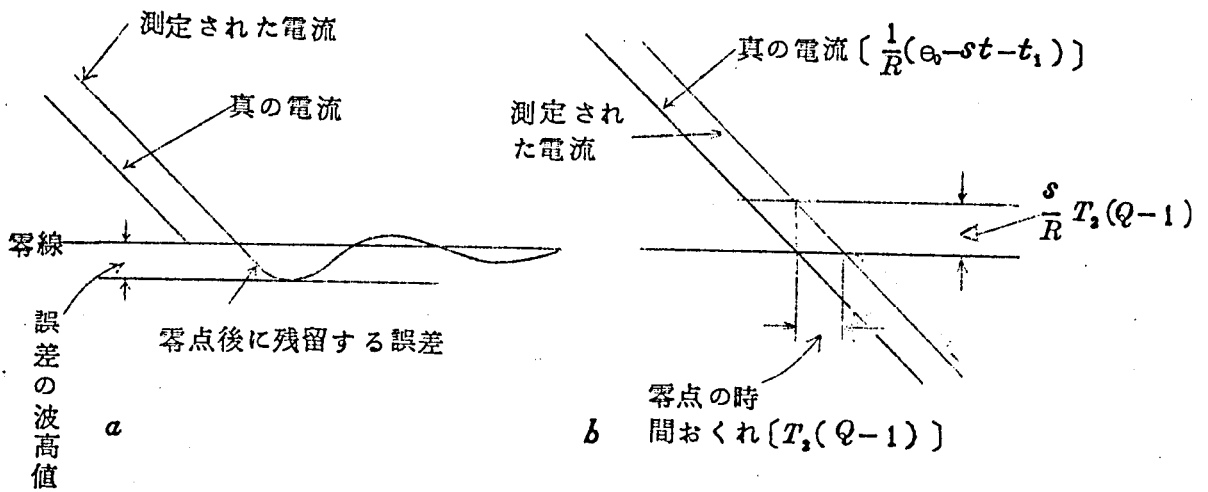
まず(a)の条件が満足されるためには (9.a.16) 式の第 2 項の最大値が誤差の許容最大値をこえてはならない。

一般に

$$\alpha t_0 = \frac{1}{2 T_1} \cdot \frac{e_0}{s} \gg 1 \quad (9.a.19)$$

なる条件を T_1 に満足させることは容易であるので、この不等式を仮定すると

$$e^{-\alpha t_0} \ll 1 \quad (9.a.20)$$



第9.a.4図 増幅器が有限の周波数特性を有することによつて生じる測定誤差

となり、(9.a.16)式の第2項は簡単化されて、(a)の条件は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} |g_m R_a R i_e| > & \left| g_m R_a s T_2 \left\{ (1-Q) e^{-\alpha(t-t_2)} \cos \beta(t-t_2) \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1-3Q}{\sqrt{4Q-1}} e^{-\alpha(t-t_2)} \sin \beta(t-t_2) \right\} \right| \quad \dots\dots\dots (9.a.21) \end{aligned}$$

すなわち

$$\begin{aligned} & \left| T_2 \Gamma \cdot e^{-\alpha(t-t_2)} \cos(\beta t - t_2 - \phi) \right| < \frac{R i_e}{s} \\ \text{ここに } \Gamma = 2Q \sqrt{\frac{Q}{4Q-1}} & \\ \tan \phi = \frac{(1-3Q)}{\sqrt{4Q-1}(1-Q)} & \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} & \left| T_2 \Gamma \cdot e^{-\alpha(t-t_2)} \cos(\beta t - t_2 - \phi) \right| < \frac{R i_e}{s} \\ \text{ここに } \Gamma = 2Q \sqrt{\frac{Q}{4Q-1}} & \\ \tan \phi = \frac{(1-3Q)}{\sqrt{4Q-1}(1-Q)} & \end{aligned}} \right\} \dots\dots\dots (9.a.22)$$

(9.a.22)式の左辺が最大になる位相を求め、それを再び(9.a.22)式に代入すると、結局(9.a.22)式の条件は次のようになる。

$$\begin{aligned} & F(Q) \cdot T_2 < \frac{R i_e}{s} \\ \text{ただし } F(Q) = Q e^{-\frac{1}{\sqrt{4Q-1}} \tan x} & \\ \text{ここに } \tan x = \frac{\sqrt{4Q-1}}{2Q-1} \quad 0 < x \leq \pi & \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} & F(Q) \cdot T_2 < \frac{R i_e}{s} \\ \text{ただし } F(Q) = Q e^{-\frac{1}{\sqrt{4Q-1}} \tan x} & \\ \text{ここに } \tan x = \frac{\sqrt{4Q-1}}{2Q-1} \quad 0 < x \leq \pi & \end{aligned}} \right\} \dots\dots\dots (9.a.23)$$

次に(b)の条件は(9.a.19)式の条件を仮定して、(9.a.15)式から、次のように求められ

る。

$$T_2 |1-Q| < \frac{R i_e}{s} \quad (9.a.24)$$

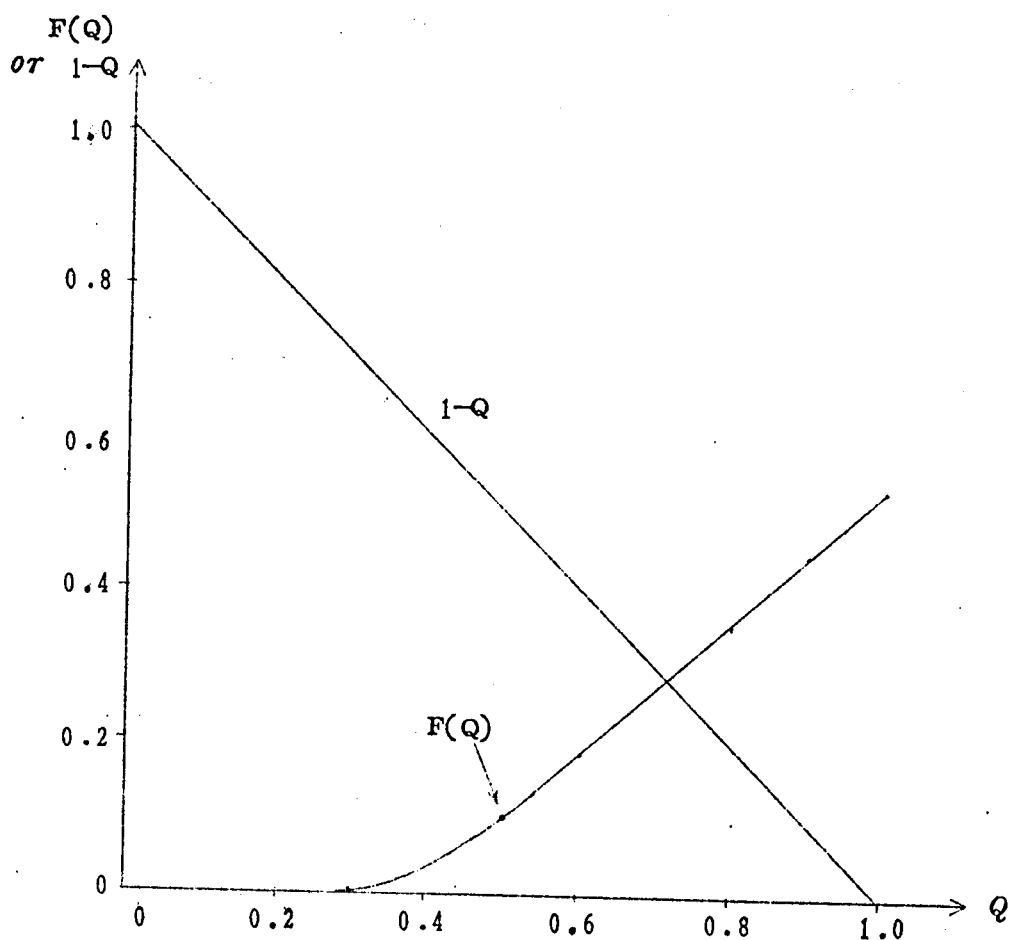
結局誤差を許容範囲内におさえるためには、(9.a.23)式および(9.a.24)式が満足されるように T_2 および Q を選ばなければならない。

そこで $\{F(Q), |1-Q|\}$ の大きい方を最小にするような Q の値について検討しよう。第9.a.5図は $F(Q)$ および $(1-Q)$ と Q の関数関係を図示したものである。 $Q = 0.71$ で上述の条件が満足され、 $F(Q) = |1-Q| = 0.29$ を得る。

これを(9.a.23)式あるいは(9.a.24)式に代入して、必要な高域特性として次式を得る。

$$T_2 < 3.45 \frac{R i_e}{s} \quad (9.a.25)$$

例えば実効値 10 K A の商用周波数電流を理想シヤ断器でシヤ断させた場合の電流波形



第9.a.5図 $F(Q)$ および $1-Q$ と Q との関係

を、0.1 Aの精度で測定したい場合には

$$s = \sqrt{2} \times 377 \times 10^4 \circ R = 5.3 \times 10^6 \circ R$$

となるので

$$T_2 < 65 \text{ m}\mu \text{ sec}$$

という条件がえられる。

以上の説明では増幅器の特性を T_1 , T_2 なる二つの時定数で表現したが、一般には利得が3 dB低下する点をシャ断周波数として、通過帯域幅で表現する方法が用いられているので、 T_1 , T_2 による表現を通過帯域幅による表現に変換することを試みよう。

(9.a.12)式から明らかなように入力 Θ_g に対する増幅器の伝達関数は次式で与えられる。

$$v_o(p) = (-g_m R_a) \frac{p T_1 (1 + T_2 Q p) \Theta_g}{(1 + T_1 p) (1 + T_2 p + T_2^2 Q p^2)} \quad \dots\dots\dots (9.a.26)$$

ここで $Q = 0.71$ である。

上式から $\frac{\omega}{2\pi}$ なる周波数を有する正弦波入力に対する利得 $G(\omega)$ が次式のように求まる。

$$G(\omega) = g_m R_a \circ \omega T_1 \sqrt{\frac{1 + \omega^2 T_2^2 Q^2}{(1 + \omega^2 T_1^2) \{ (1 - T_2^2 Q \omega^2)^2 + \omega^2 T_2^2 \}}} \quad \dots\dots\dots (9.a.27)$$

$T_1 \gg T_2$ なる条件のもとに $G(f/2\pi) / g_m R_a$ が $\sqrt{\frac{1}{2}}$ になる周波数 f_{b1} , f_{b2} (ただし $f_{b1} < f_{b2}$)を求めると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} f_{b1} &= \frac{1}{2\pi T_1} \\ f_{b2} &= \frac{1.84}{2\pi T_2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (9.a.28)$$

これを(9.a.18')式および(9.a.25)式に代入して、増巾器として要求される通過帯域幅は

$$\left. \begin{aligned} f_{b1} &< \frac{R i_e}{2\pi t_1 \Theta_0} \\ f_{b2} &> 0.085 \frac{s}{R i_e} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (9.a.29)$$

のようになる。

とくに周波数 f_0 , 波高値 I_m を有する電流零点近傍の電流波形を i_e の誤差で測定したい場合には

$$\left. \begin{aligned} f_{b1} &< \frac{f_0}{2\pi} \circ \frac{R i_e}{\Theta_0} \\ f_{b2} &> 0.085 \left(\frac{2\pi f_0 I_m}{i_e} \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9.a.30)$$

例えば前述の例のように、実効値 10 k A の商用周波電流を 0.1 A の誤差で測定するのに必要な増幅器の周波数特性を (9.a.30) 式から計算すると次のようになる。

$$f_{b1} < 0.0318 \text{ c/s}$$

$$f_{b2} > 4.5 \text{ M c/s}$$

第 10 章 新しい合成等価試験回路の実施例

「短絡発電機と整流回路とを組合わせた直流源を直接使用する方法は数手前から実施しており、その実施例についてはすでに文献 4 にかなり詳細に論じてあるので、本章では最近完成した「電流源に蓄勢リアクトルを使用する等価試験回路」を現在の代表的な高圧シヤ断器である空気吹付シヤ断器、油吹付シヤ断器のキロメートル故障に対する動作の検証に適用した結果のみを具体的に説明する。

10.1 回路構成

第 10.1 図は新しい合成等価試験回路に使用される主要な機器およびそれらが使用される位置を示したものである。

電流源となる短絡発電機(第 10.1 図の ACG)には、定格容量 2000 KVA $x_d''=x_q''=6\%$, $x_d' = 8\%$, $x_d = 40\%$, $T_d'' = 48\text{ ミリ秒}$, $T_d' = 1.0\text{ 秒}$, $T_{d0}' = 4.0\text{ 秒}$ 定格電圧(相間) 3300 V 、 $H = 2$ のものを使用している。(第 10.2 図 a)

整流回路を構成する短絡変圧器(T_{r1} , T_{r2})には、電圧比 $3300\text{ V}/880\text{ V}$ 定格容量 600 KVA 、漏えいインピーダンス 4.5% のものを 2 台並列にして使用している。(第 10.2 図 a)

整流器 I_{g1} , I_{g2} は定格 400 V , 200 A の溶接器用のものである。(第 10.2 図 c)

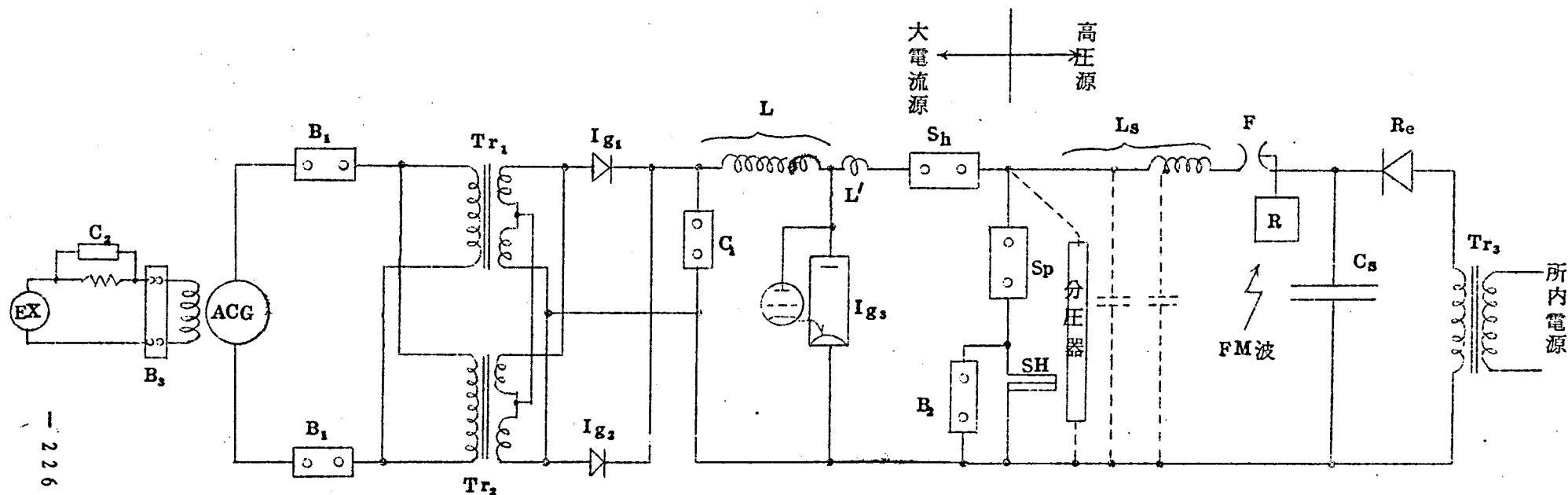
蓄勢リアクトル(L)はインダクタンス 25 mH 、抵抗 $33\text{ m}\Omega$ の性能を有するものである。(第 10.2 図 b)

補助シヤ断器 S_h には通常 S_p と同一性能のものを用いている。

シヤ断器 B_2 は同軸分流器の耐熱容量の不足を補うとともに、その抵抗 $10\text{ m}\Omega$ が回路に挿入されることによつて直流電流波高値が小さくなるのを防ぐためのものである。通常空気吹付シヤ断器を用いて動作の確実を期している。

I_{g3} はアーク時間制御用のイグナイロンであつて、 I_{g1} , I_{g2} と同一性能のものを使用し、陽極とイグナイタとの間にサイラトロンを入れて流通時間の制御を行なつている。(第 10.2 図 c)

なお整流開始と同時に発電機励磁回路の抵抗を C_2 によつて短絡して、発電機に約 2 倍の過励磁をかけている。

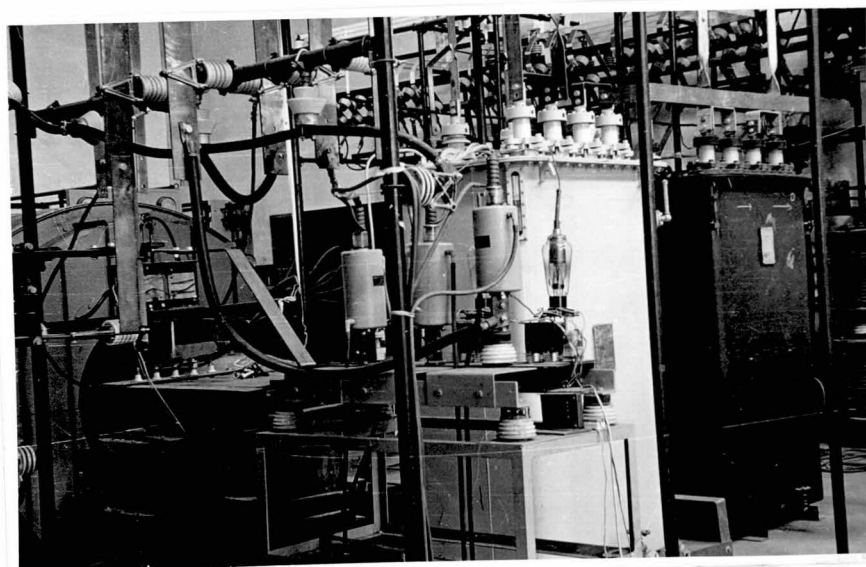


— 226 —

- | | | |
|-----------------------------|---|---|
| EX : 発電機励磁用直流発電機 | B ₁ : 保護シヤ断器 | Ig ₁ , Ig ₂ : 水銀整流器 |
| ACG : 短絡発電機 | Tr ₁ , Tr ₂ : 迅降変圧器 | Ig ₃ : アーク時間制御用イグナイトロン |
| Sh : 補助シヤ断器 | Sp : 供試シヤ断器 | B ₂ : 同軸分流保護用シヤ断器 |
| C ₂ : 過励磁用投入スイッチ | B ₃ : 励磁回路投入シヤ断器用スイッチ | Cs : 高圧源となる大容量コンデンサ |
| Tr ₃ : 高圧変圧器 | R : 火花間隙制御用FM受信器 | SH : 同軸分流器 |
| Re : 高圧整流器 | F : 高圧振動回路投入用火花間隙 | : |

第10.1図 新しい合成等価試験回路

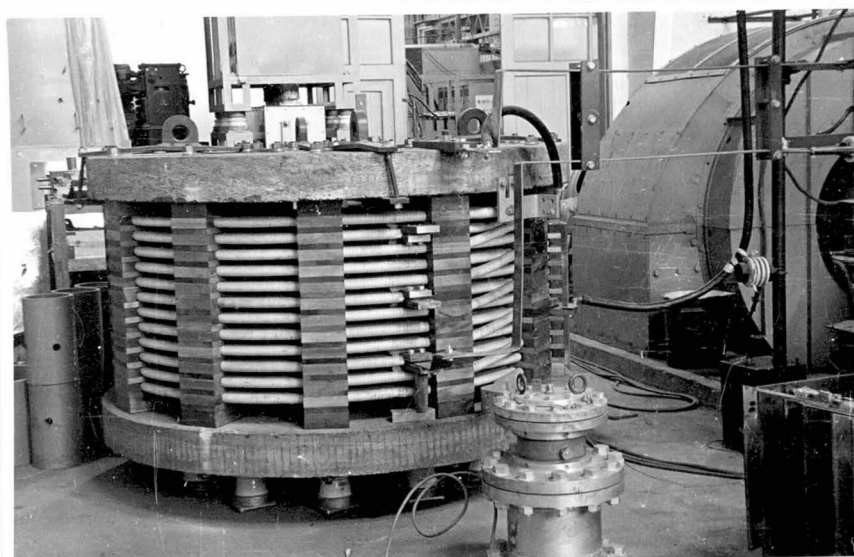
2000 KVA
の短絡発電機
↓



↑
600 KVAの短絡
変圧器 (2台)

a 短絡発電機および変圧器

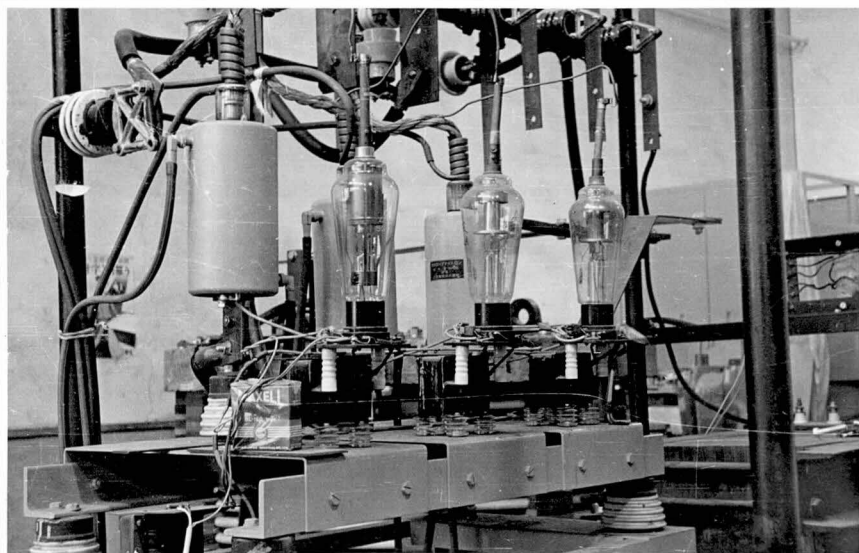
蓄勢リアクトル
(25 mH 33 mΩ)
↓



↑
2000 KVAの
短絡発電機

b 蓄勢リアクトル

第10.2図 電流源回路に使用される各種の機器



c 整 流 器

第 10.2 図 電流源回路に使用される各種の機器

以上は電流源回路であるが次に電圧源について説明する。

高圧源回路の電源となる大容量コンデンサとしては、耐圧 50KV 、容量 $4\mu\text{F}$ のユニットのものが、 25 個設置されている。これを直列あるいは並列に接続することによつて任意の電圧あるいは容量のものを表現することができるようになっている。

高圧整流器 Re としては、ケノトンおよび高圧セレン整流器を用いている。とくにセレン整流器は 400KV までの直流電圧の作成に使用できるものである。

T_{r_3} は試験変圧器であつて、現在使用しているものは、発生電圧 150KV 、定格容量 15KVA のものである。

高圧振動回路のリアクトル L_5 は耐圧 200KV 、 1mH から 31mH まで 1mH おきに任意のインダクタンスを与えることができるようになっている。導体径は最高 5.5mm の細いものであるが、素線が絶縁された撚線を使用しているので、 1KC で $10 \sim 20$ 程度の Q を有している。

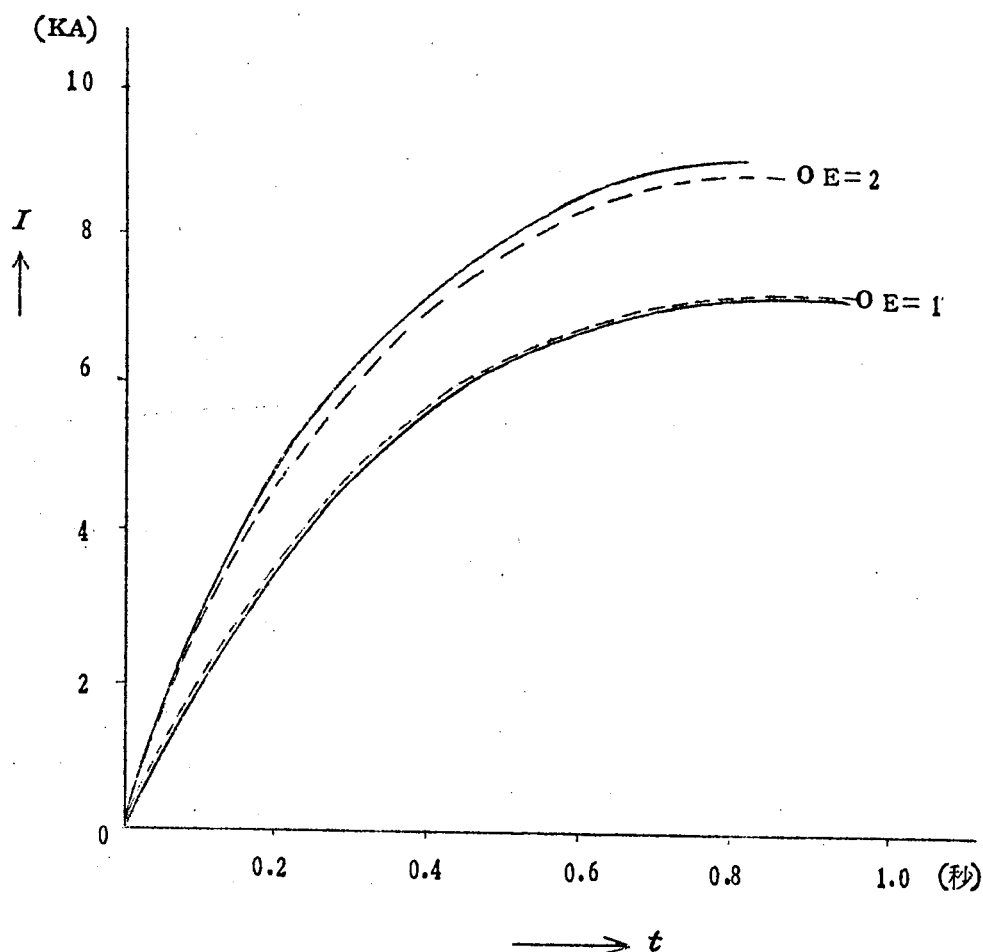
測定としては、第 9 章で述べた電流電圧測定装置を用いて端子電圧、シャ断電流を測定している。普通観視用ブラウン管装置と比較的低増幅度の増幅器とを組合わせて、電流電圧の長時

間変化を測定し、高速掃引装置を有する高速度ブラウン管装置と高利得増幅器とを組合わせて、零点近傍 $10\ \mu$ 秒程度の短時間変化を測定している。

同軸分流器の出力は例えば上記の2台のブラウン管装置の増幅器、掃引装置など数個の装置の入力に使用されるので、測定回路のうちで最低インピーダンスの点である同軸分流器の出力点に、「入力端に直列に $75\ \Omega$ (ケーブルのサージインピーダンス) を挿入した数本の同軸ケーブル」を接続することによつて信号を分岐している。

雑音対策、測定器の配置などについては第9章で述べたところである。

第10.1図に示すように操作すべき機器が非常に多いが、第9章で述べたような精密な電子管式のタイマ、各種の継電器などを有する時間順序制御を使用して、試験に際して各機器がすべて自動的にかつ非常に正確に動作するようにしている。

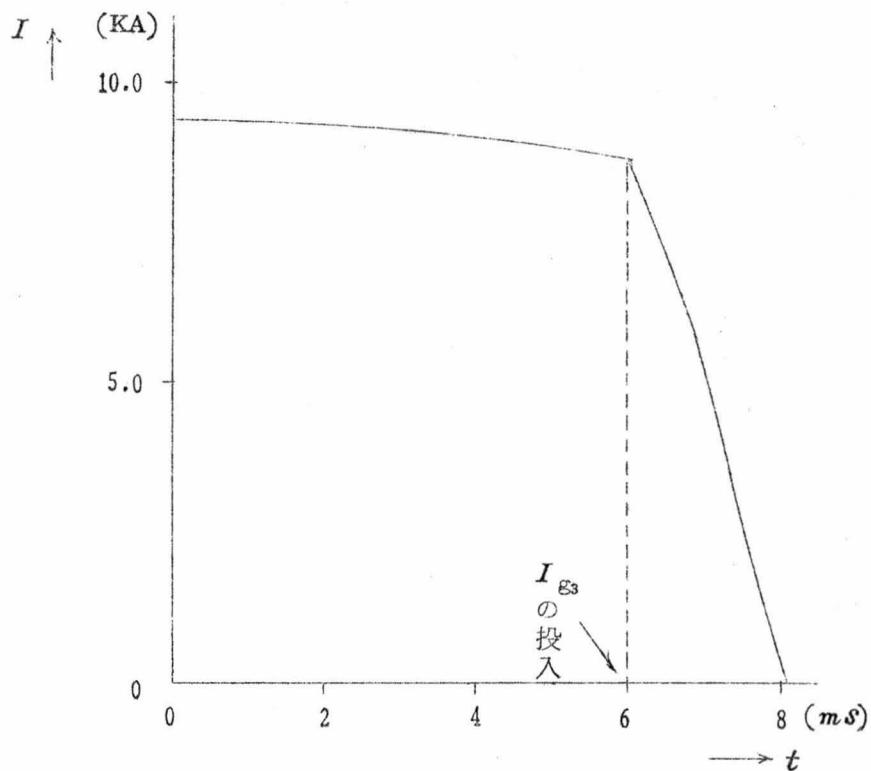


第10.3図 直流電流波形 (実線は実測値、点線は計算値)

第 10.3 図の実線はインダクタンス 25 mH , 抵抗 $33\text{ m}\Omega$ の性能を有する蓄勢リアクトル、と上記の短絡発電機、整流回路および浮遊抵抗 $2\text{ m}\Omega$ の配線とを組合わせた時にリアクトルに流れる電流波形を示したものである。1 秒程度の時間的位置で電流は最大値に達し約 2 倍の過励磁をかけた場合 9000 A , 過励磁をかけなかつた場合 7200 A に達している。点線は第 7 章で求めた計算結果である。OE=1 の場合は実測と全く一致している。過励磁をかけた場合については、少しずれているが、これは実験では 2 倍強の OE をかけているのに対して計算では 2 倍の OE を仮定していることによつてゐる。なお上記の回路によつて得られる電流の最大値は約 9 KA であるが制御装置の簡単な調整によりシャ断器の開極点を早めることによつて、 9 KA 以下の任意の電流を容易に得ることができる。

アーク時間の制御は、第 10.1 図に示すようにイグナイトロン I_{g3} により蓄勢リアクトルの途中の点を正確な時間的位置で短絡することによつて行なつてゐる。第 7 章、7.1.2 で述べたように残留インダクタンス L' を適当に選ぶことによつて、任意の電流傾斜を得ることが可能である。第 10.4 図は空気吹付シャ断器ユニットシャ断点当りの試験にこの方法を適用した時のオシログラムである。 I_{g3} 短絡後は電流はほぼ直線的に減少し、 $L'=0.75\text{ mH}$ で A.C 9 KA 実効値の電流の零点近傍における電流傾斜に相当する傾斜が得られている。

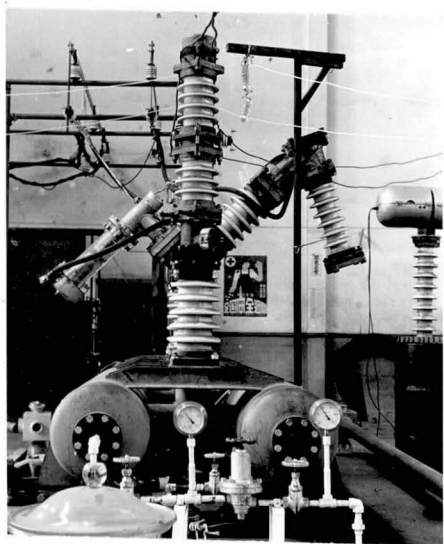
I_{g1} , I_{g2} および I_{g3} には 10 KA 程度の非常に大きな電流が流れるが 1 回の試験における電流通時間 1 秒程度の短期間であるので、冷却にある程度の注意を払えば定格電流 200 A 、定格電圧 400 V の小型の溶接機用イグナイトロンで充分であることを確認している。なお励弧極で陰極点を長時間保持すると、大電流通によつて陰極点が不安定となり、電流裁断を生じるので、サイラトロンによる陽極点火方式を採用して、整流の半周期毎に繰返し点弧している。



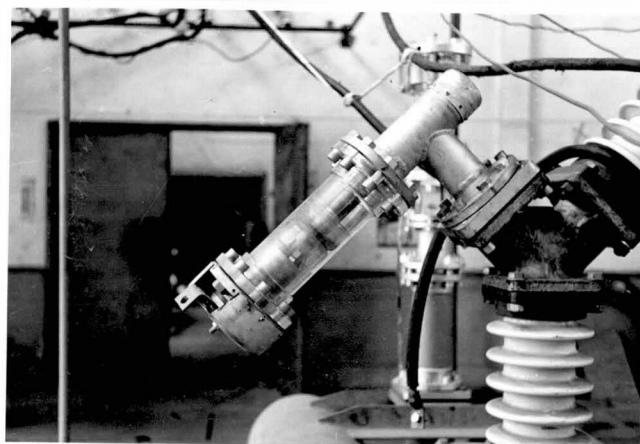
第 1 0.4 図 電流源回路から流入する電流の波形の 1 例

1 0.2 空気吹付シヤ断器に対する適用例

供試器としては現在の高圧空気吹付シヤ断器の二つの代表な型である二重吹付シヤ断器（第 1 0.5 図 *b*）および一重吹付シヤ断器（第 1 0.5 図 *c*）を使用した。



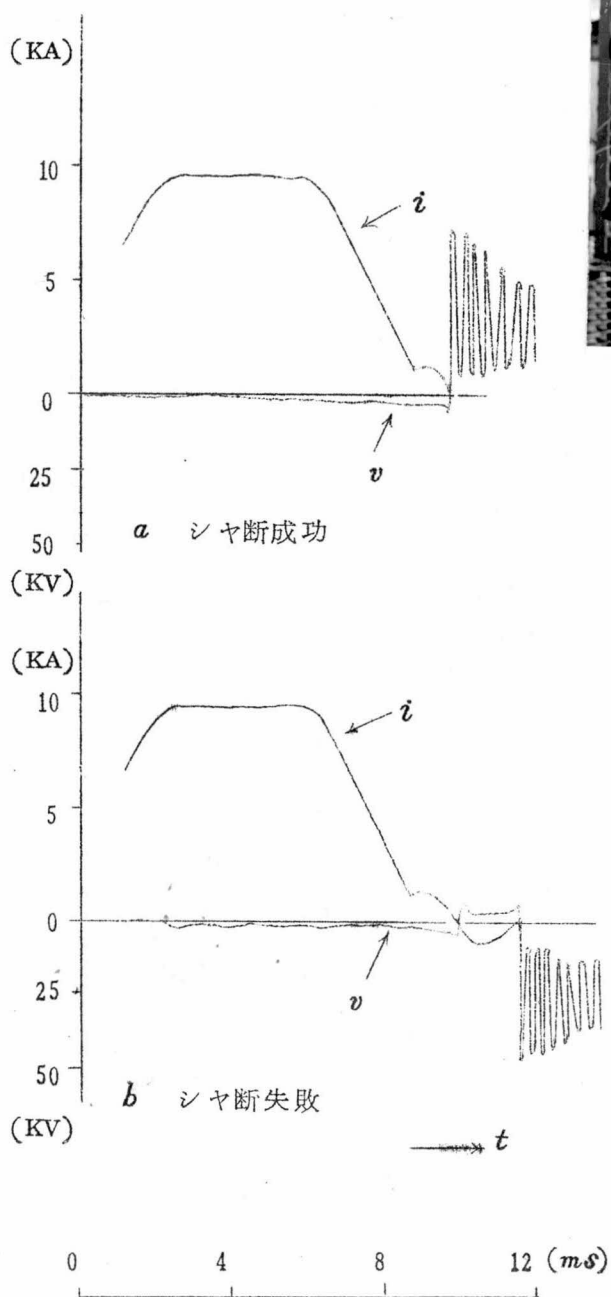
c 実験に使用した空気シヤ断器群



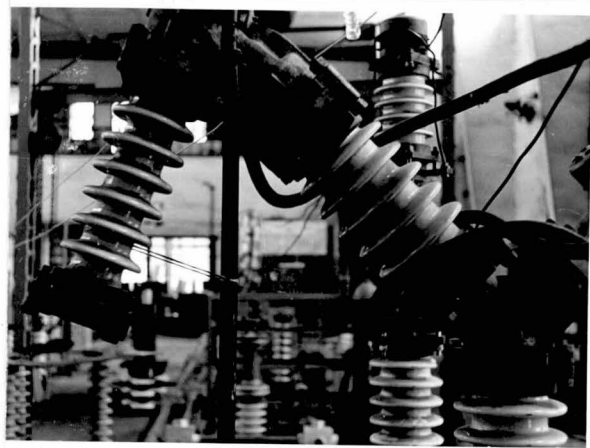
b 二重吹付シヤ断器

第 1 0.5 図 実験に使用した空気シヤ断器

第 1 0.6 図は本等価試験回路を二重吹付
 シヤ断器の試験に適用した場合の長時間記
 録オシログラムである。シヤ断器の開極と
 同時に約 9 KA のアークが発生している。



第 1 0.6 図 二重吹付シヤ断等価試験
 の長時間オシログラム



c 一重吹付シヤ断器の外観
 (第 1 0.5 図続)

蓄勢リアクトルのインダクタンスが充分
 大きいのでアーク時間制御用のイグナイ
 トロンが投入されるまでは、電流の減少
 はごくわずかである。アーク時間は 10 ms
 秒であるように調整されている。供試
 器の定格シヤ断容量に対するアークエネ
 ルギを賦与するにはこの程度の電流値で
 充分であつたので、電流の拡大は行なつ
 ていない。しかし第 1 0.6 図に示すよう
 に I_{g_3} の投入までの電流の減少がごくわ
 ずかであるということは、第 7 章の 7.2.
 2 で述べた方法によつて電流を大きく拡
 大できる可能性のあることを示している。
 また同一電流値であれば数個のシヤ断点
 を直列に接続した試験が可能であること

をも示している。

I_{g_3} の投入とともに電流はほぼ直線的に減少している。電流が零値に達する寸前に約 350°/s の繰返し周波数を有する高圧振動回路が投入されている。第 10.6 図 a はシヤ断器がシヤ断に成功した場合、第 10.6 図 b はシヤ断に失敗した場合のオシログラムであるが、シヤ断に成功した場合には電流零点通過とともに自動的に再起電圧が印加されている。シヤ断に失敗した場合には高圧振動回路の電流がさらに半サイクル持続している。このようにして長時間記録オシログラムからシヤ断能否を極めて容易に見分けることができる。

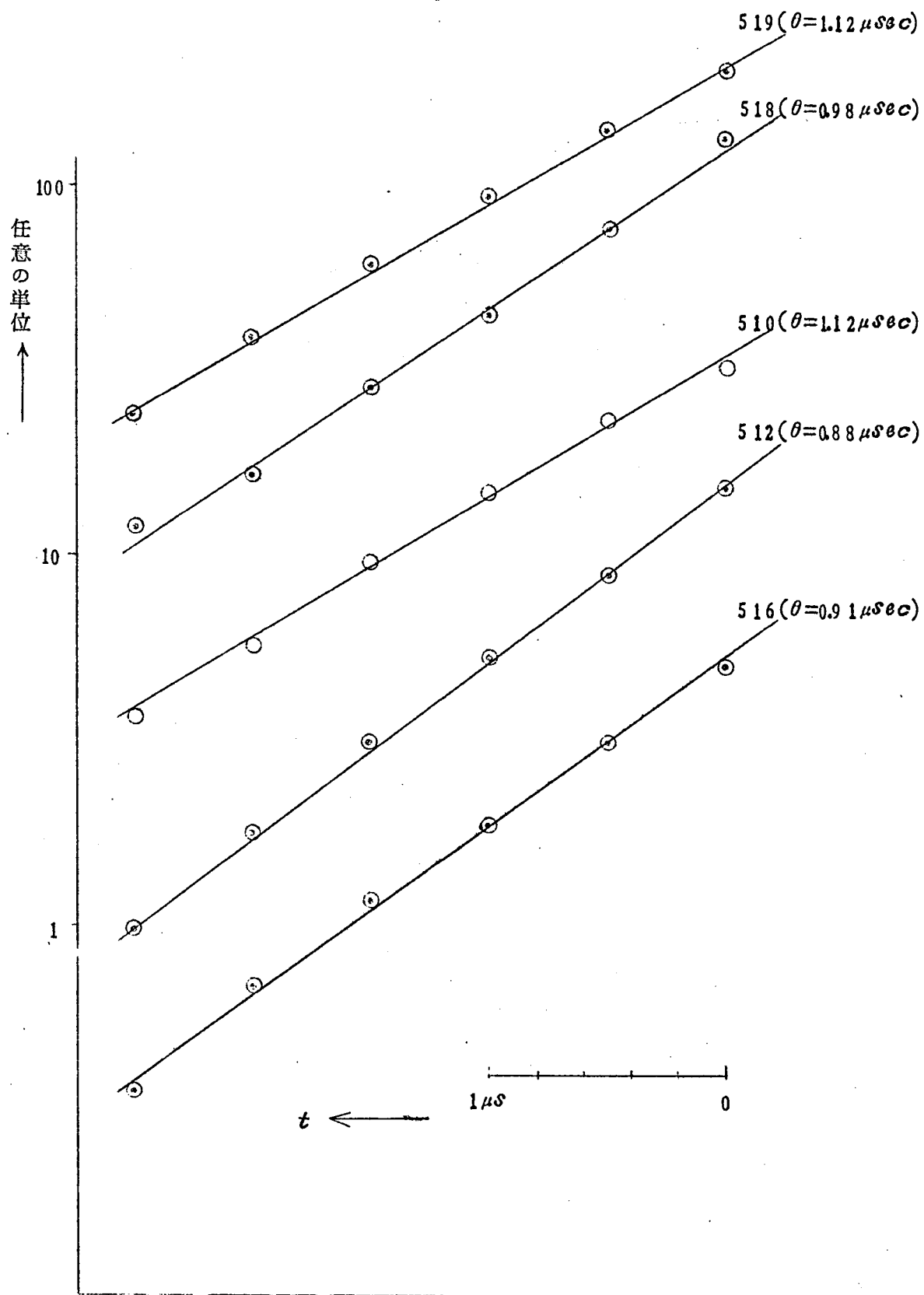
第 10.7 図 a, b は二重吹付シヤ断器のアーク時定数を求めるために、固有周波数が低く、サージインピーダンスが低い回路条件を電流零点近傍に与えた場合に生じる電流変化の様相を半対数図表上にプロットしたものである。第 3 章で述べた実験結果と同じように指数関数的な変化が非常に顕著である。(指数関数変化の時定数だけが問題であるから縦軸は任意単位でプロットされている)

第 10.7 図 a は電流波高値 9 KA, 高圧振動リアクトル 8 mH, 極間容量 0.2 μF の回路条件で実験を繰り返した場合に得られる結果であり、第 10.7 図 b は高圧振動回路の常数はそのままで電流波高値だけを 4 KA に下げた場合の結果である。電流波高値のアーク時定数への影響はほとんど認められない。第 3 章、第 3.3 節でこの種のシヤ断器のアーク時定数が電流零点近傍の電流傾斜に影響を受けないことを確認したが、こゝで得た結果とを併せ考えると、アーク時定数は非常に普遍的な量であることがわかる。以上の実験結果から二重吹付シヤ断器の時定数は 1.1 ~ 1.2 μsec であることが明らかとなった。

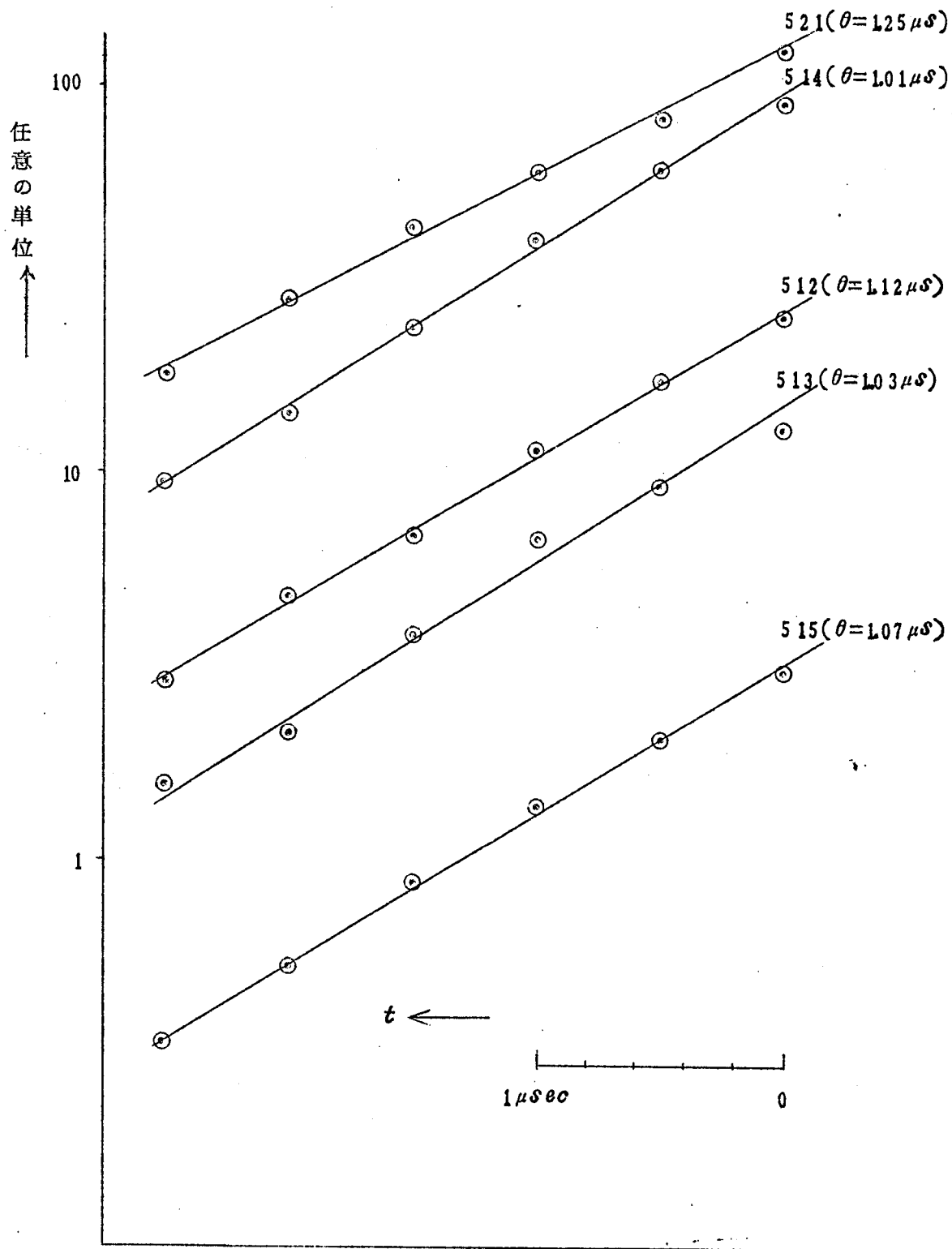
第 10.8 図は上記の二重吹付シヤ断器に第 10.9 図に示すような高圧源回路の回路構成で非常に固有周波数が高く、振幅率の低い再起電圧を与えた場合に得られる各種の残留電流波形のオシログラムの 1 例を示したものである。実用スケールの空気シヤ断器の残留電流の測定は、普通の大電力試験場では非常に困難であり、わが国のみならず諸外国でも正確な測定結果が得られた例はないが、この実験では非常に正確な残留電流波形が数多く求められた。

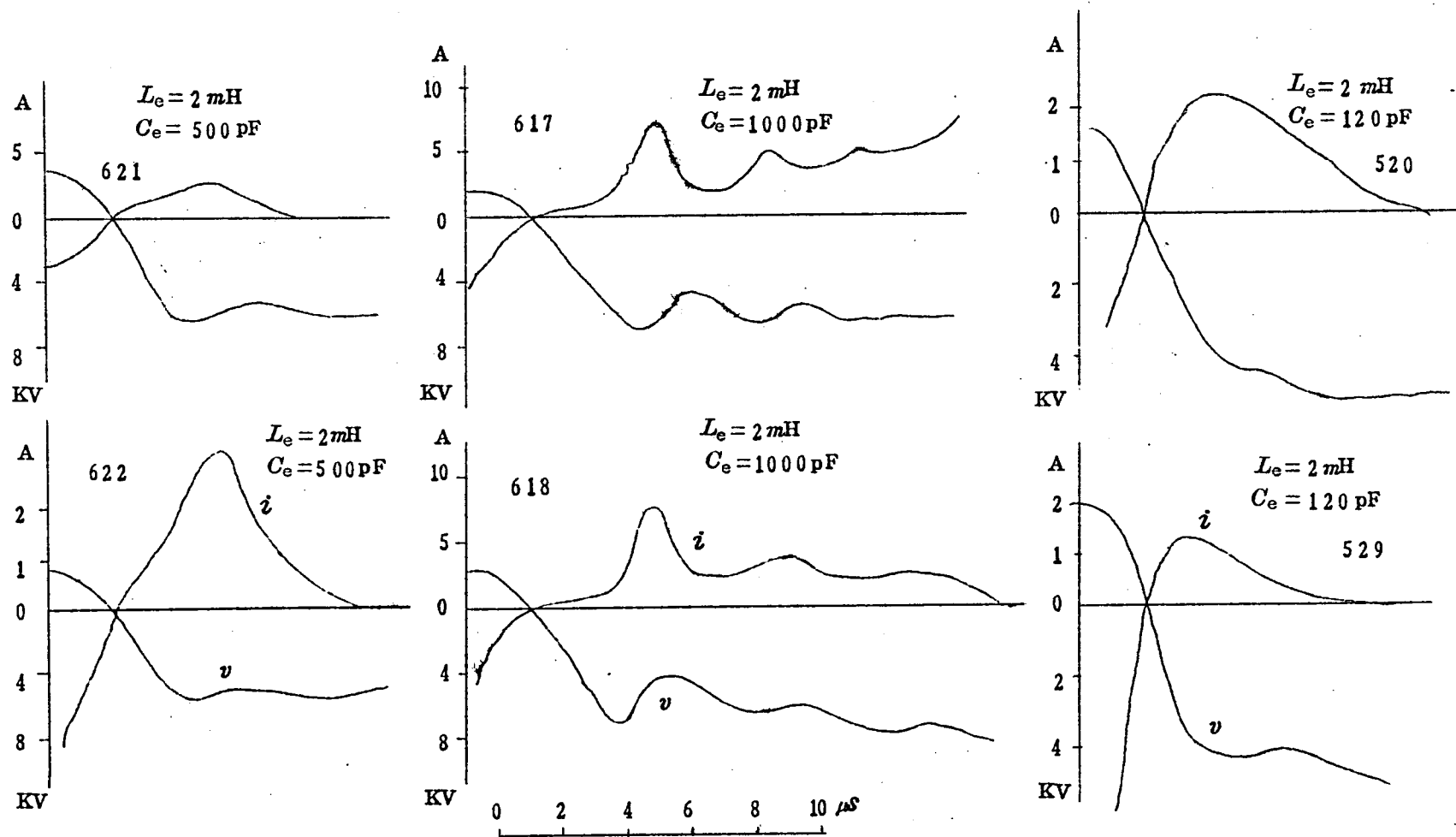
第 10.10 図 a, b, c, d, e, f, g はアーク柱からの損失を推定するために、第 10.1 表に示すような常数を用いて第 3 章第 3.4 節で述べた計算から求められる波形の一部と第 10.8 図の実測波形の一部とを比較したものである。

第 1 0.7 図 α 二重吹付型シヤ断器の電流零点近傍のアーク時定数
(電流波高値 9 KA)

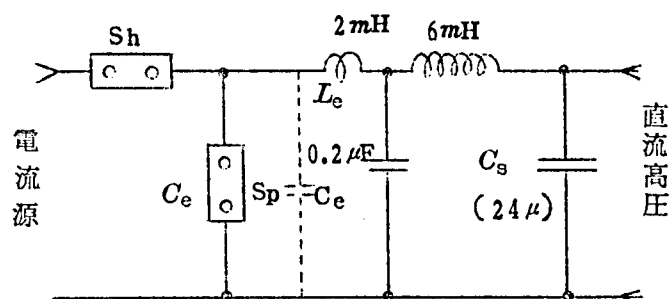


第10.7図b 二重吹付型空気シヤ断器の電流零点近傍における
アーク時定数(電流波高値4KA)





第 1 0.8 図 二重吹付空気シヤ断器の電流零点近傍における電流電圧のオツシログラムの 1 例



第 1 0.9 図 複周波数再起電圧を与えるための高圧源回路の構成
(二重吹付シヤ断器に対する試験)

第 1 0.1 表 計算に適用した諸定数

	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>	<i>f</i>	<i>g</i>
L_e (mH)	1	1	2	2	2	2	2
C_e (PF)	1 2 0	1 2 0	3 5 0 0	3 5 0 0	4 7 0	9 5 0	9 5 0
E (KV)	6	4	5.7 5	8	5	5	5
\overline{NS}_0 (KW)	1 1	1 1	7	1 2	1 1	1 0	1 0
$\overline{\theta}$ (μs)	1.2	1.2	1.5	1.2	1.2	1.2	1.2
V_a (KV)	3	1.6	2.3	2	2	2.5	2.5
η (V_a/E)	0.5	0.5	0.4	0.2 5	0.4	0.5	0.5
$\overline{\theta} \cdot \alpha$	0.0 5	0.0 5	0.0 5	0.0 5	0.0 5	0.0 5	0.0 5

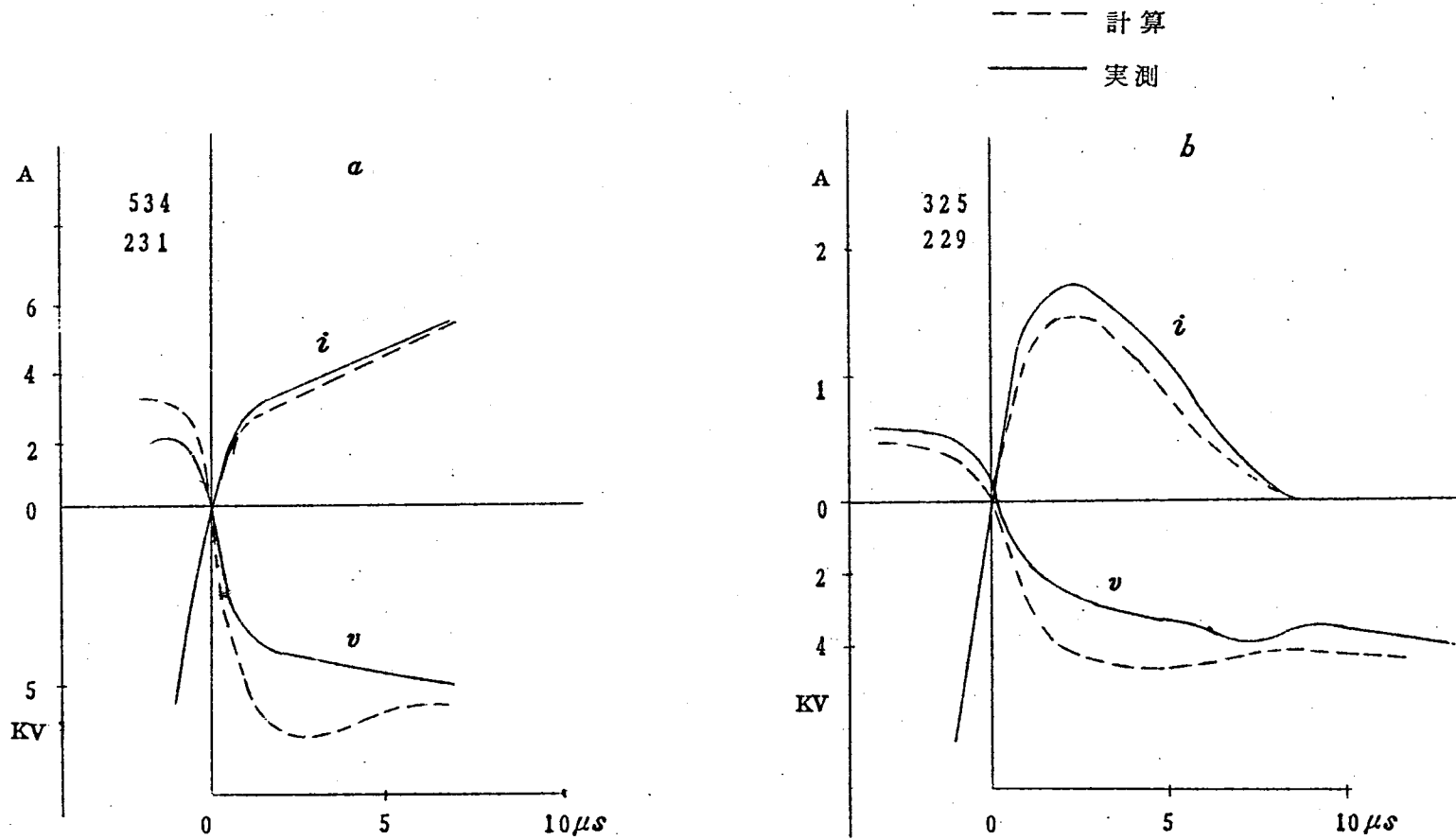
(記号は第 3.4 節参照)

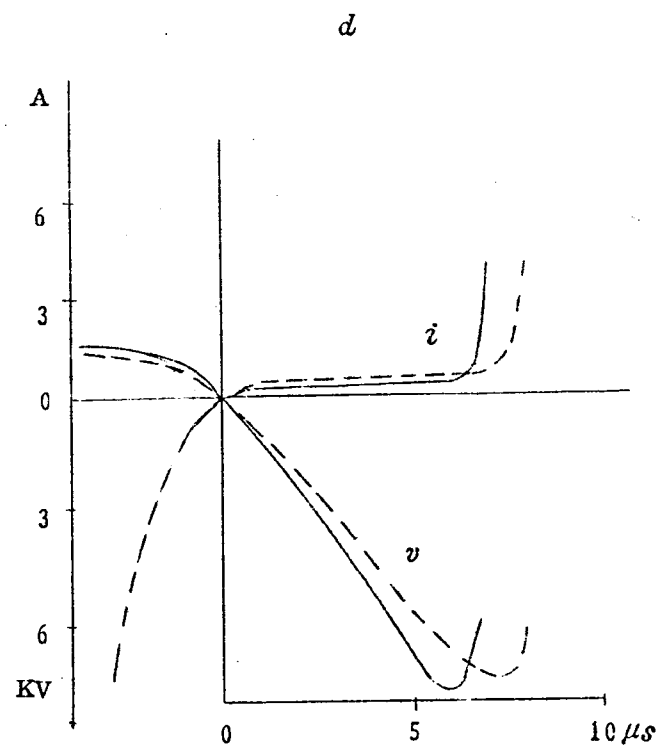
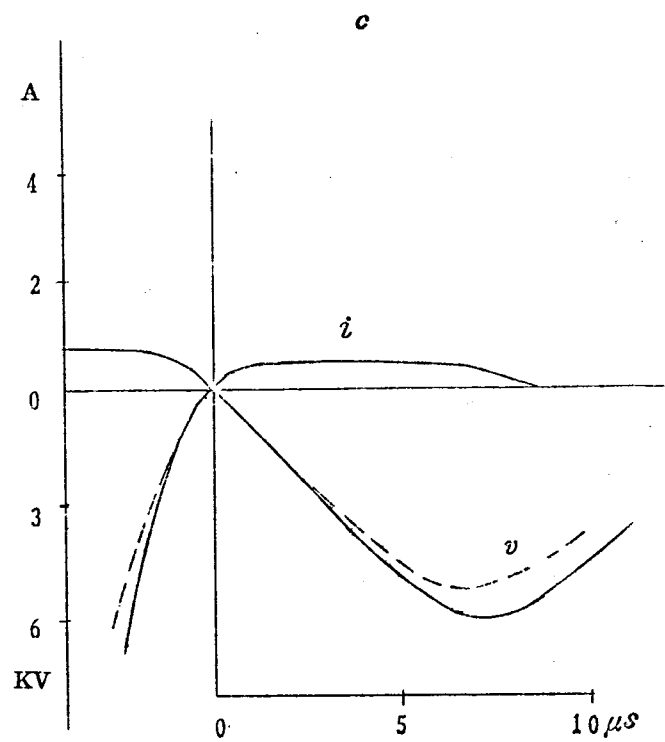
計算と実験との一致は充分満足すべきものである。このような照合により、アーク柱からの損失(第 3 章の NS_0)が 1 1 KW 程度であることが明らかとなった。なお高圧振動回路を上記のように固定し、電流波高値だけを 4 KA ~ 9 KA まで変化して、電流波高値の NS_0 への影響を調べた結果、この範囲では NS_0 の変化が 5 % 以下であることを確認している。

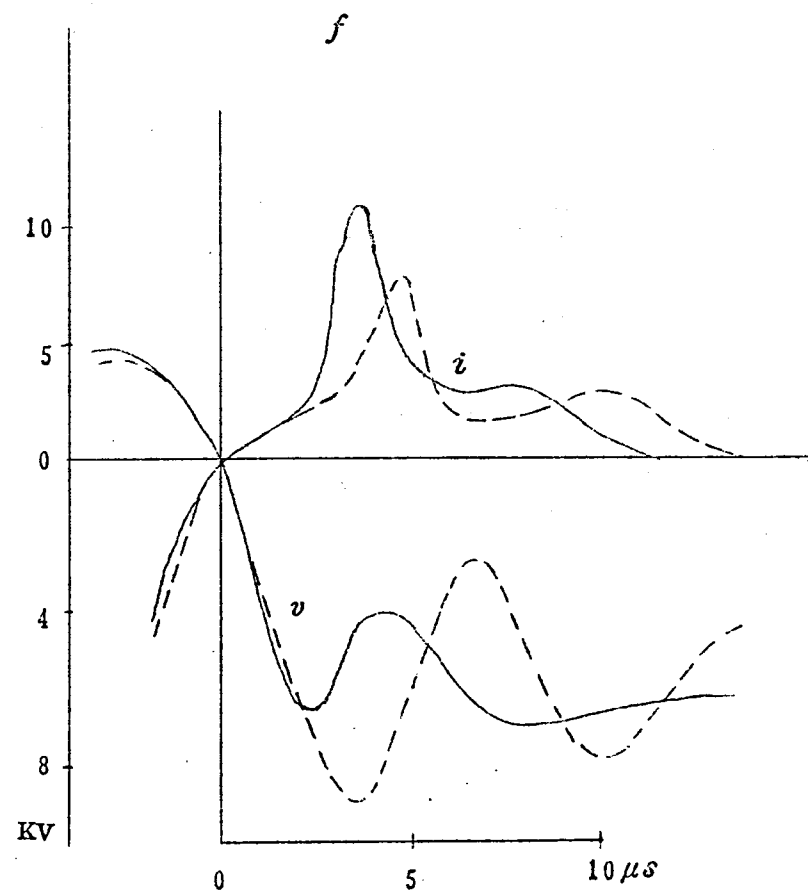
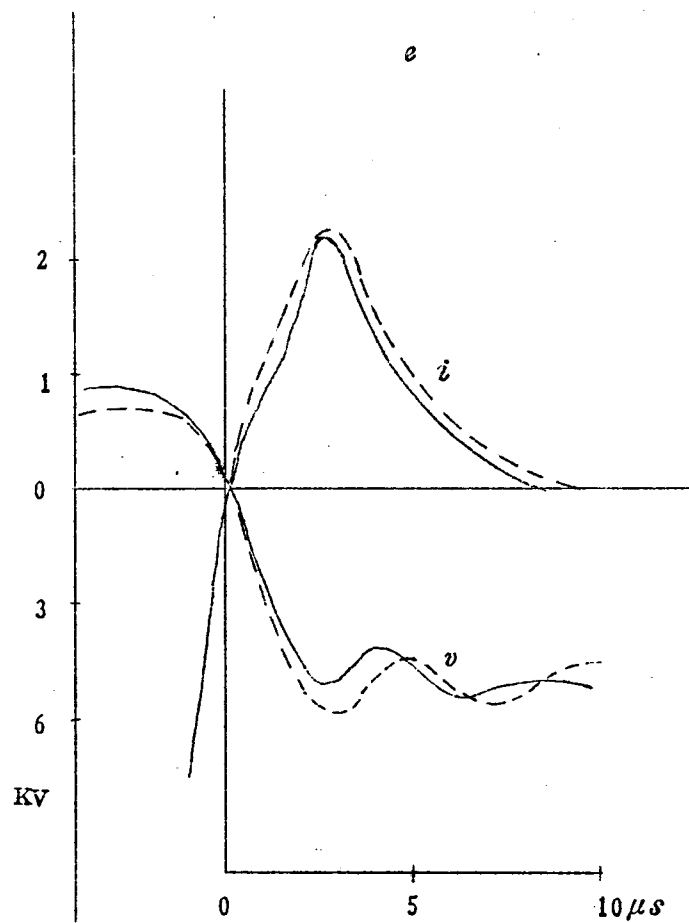
以上のようにして動特性式の係数が決定できると、第 3 章第 3.5 節に述べたような方法によつて、供試シヤ断器のキロメートル故障に対するシヤ断能力を推定することが可能である。

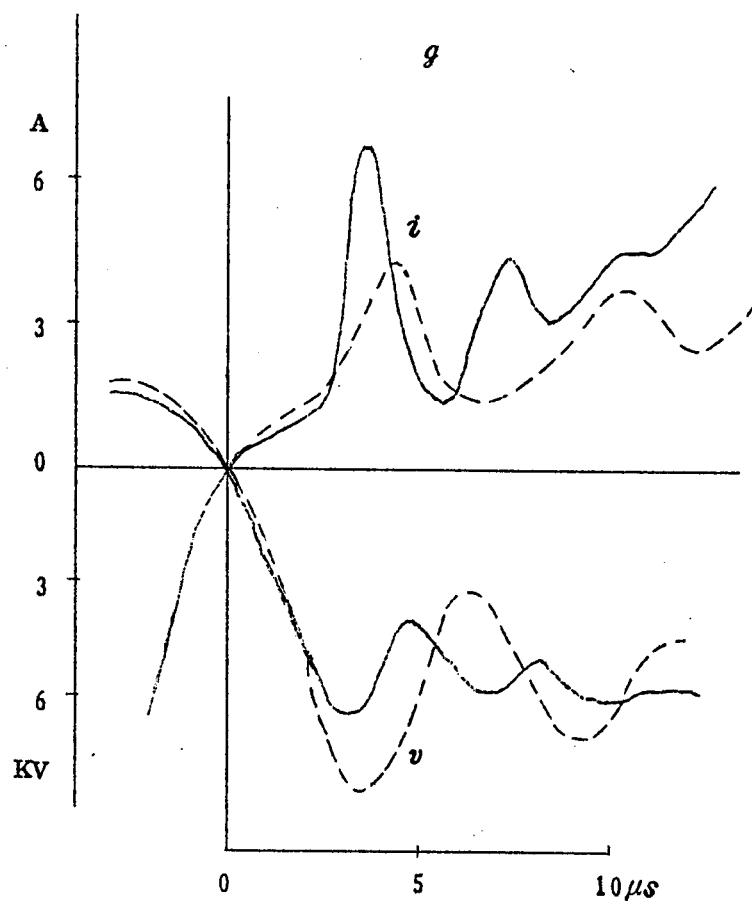
第 1 0.1 1 図は供試シヤ断器のシヤ断点を 2 点直列に接続して 8 4 KV 級の系統故障をシヤ断した場合のシヤ断限界(第 1 0.1 1 図の α 曲線)と系統特性とを同一図表上に示したも

第 1 0 . 1 0 図 二重吹付シヤ断器の零点近傍の波形の計算と実測との比較

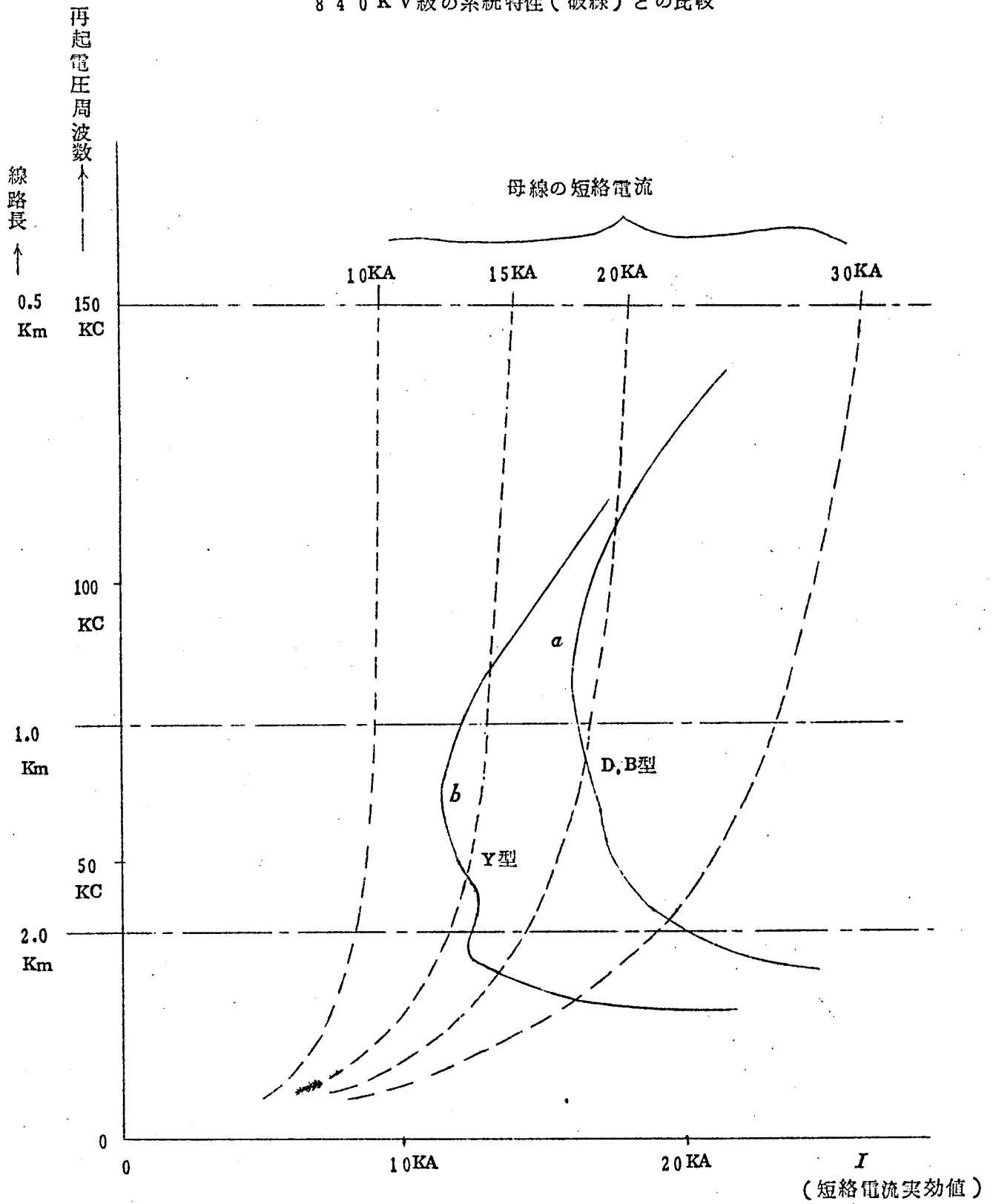








第 1 0 . 1 1 図 空気シヤ断器の熱的破壊限界（実線）と
8 4 0 K V 級の系統特性（破線）との比較



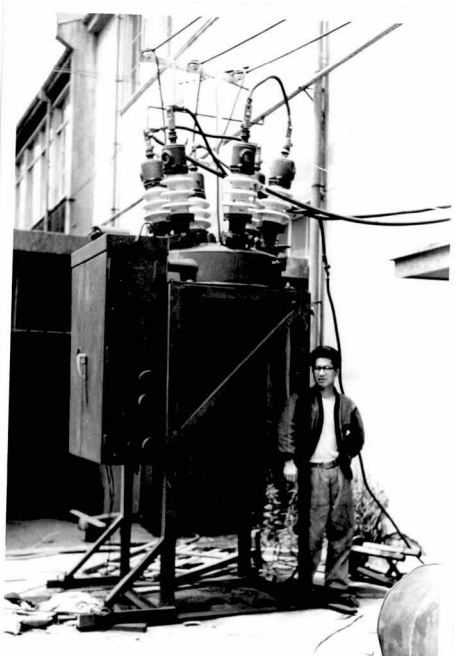
のである。このようにして比較的少数の試験結果からあらゆる回路条件におけるシヤ断器の動作を計算から推定することが可能である。

以上は二重吹付シヤ断器に関する試験結果であるが、実用スケールの一重シヤ断器（第 1 0 . 5 図 c）に対しても同様な試験を行い、第 1 0 . 1 1 図の b 曲線に示すような系統シヤ断能力を得ている。

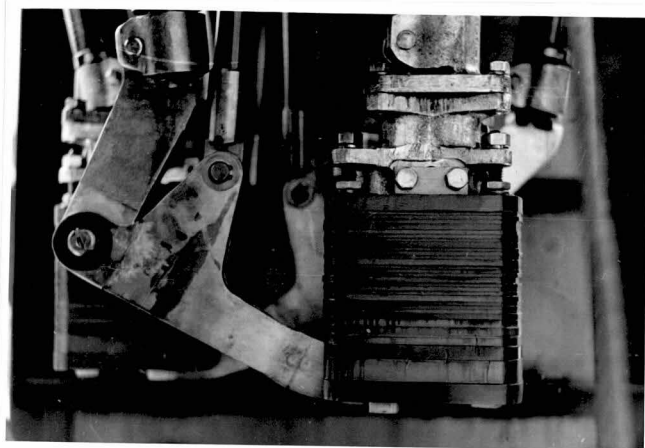
以上は非常に大きい初期上昇率を有する複周波数再起電圧に対する空気シヤ断器の動作についての試験結果であるが、固有周波数の小さい単一周波数再起電圧に対するシヤ断能力も容易に確認できることはすでに文献(4)で述べたところである。

1 0 . 3 油吹付シヤ断器に対する適用例

供試器としてはいわゆる Side Vented Explosion Pot を有する油吹付シヤ断器を使用した。（第 1 0 . 1 2 図）



a 外 観

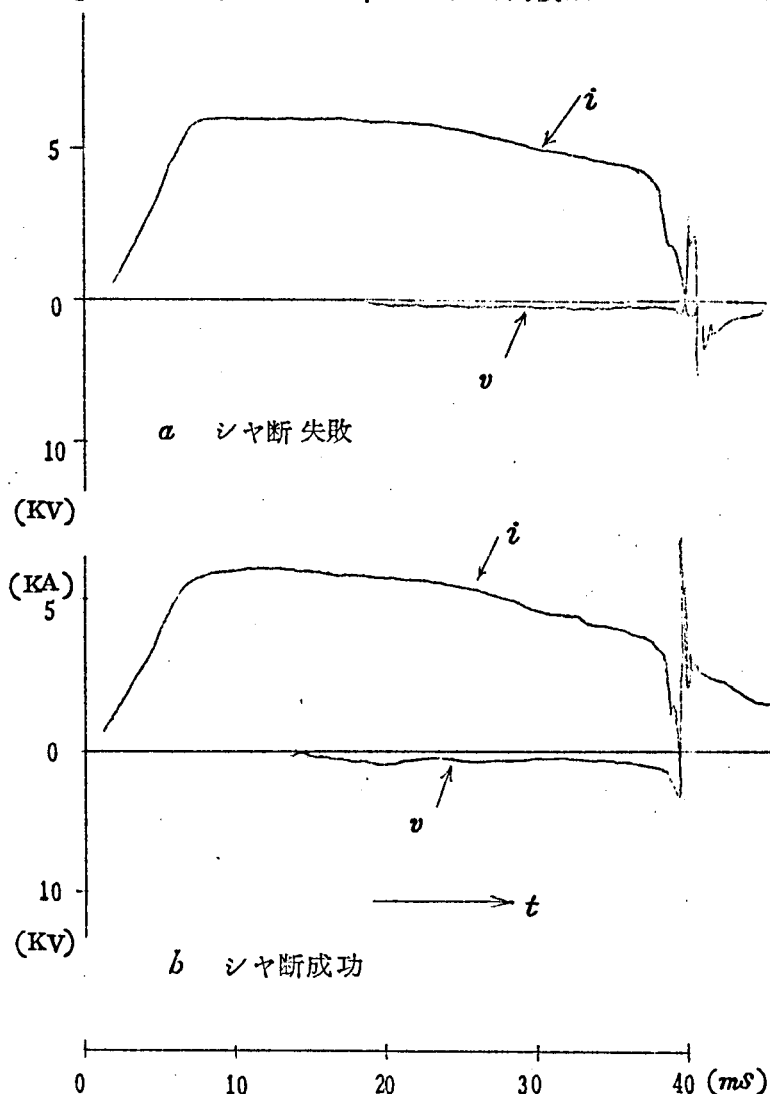


b 消弧室のクローズアップ

第 1 0 . 1 2 図 実験に使用した油入シヤ断器

第1 0.1 3図は1例として40ミリ秒程度の長いアーク時間に対する試験の長時間オシログラムを示したものである。本等価試験によれば、通常の等価試験では不可能な半サイクル以上のアーク時間に対する試験を行うことも極めて容易である。

第1 0.1 4図はある特定の電流値に対するシヤ断時間を求めるために、電流波高値および高圧振動回路の常数を固定し、種々のアーク時間におけるシヤ断可能な瞬時回復電圧の値を求めた結果の1例を図示したものである。図は電流波高値5KA、高圧振動回路の常数としては $L_s = 1\text{ mH}$ 、 $C_s = 24\text{ }\mu\text{F}$ 固有周波数110KCに選定した場合に得られる結果である。



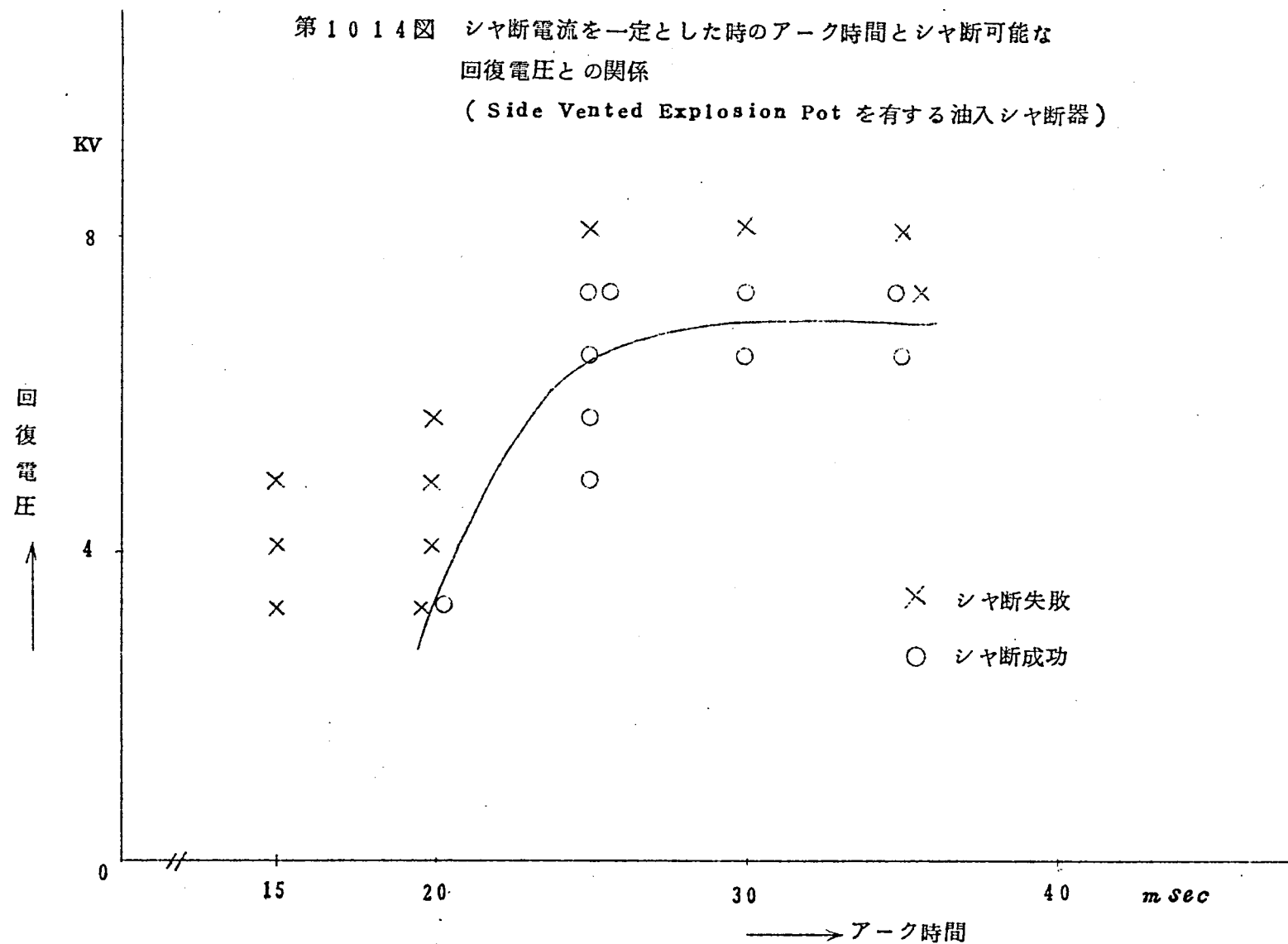
ある。

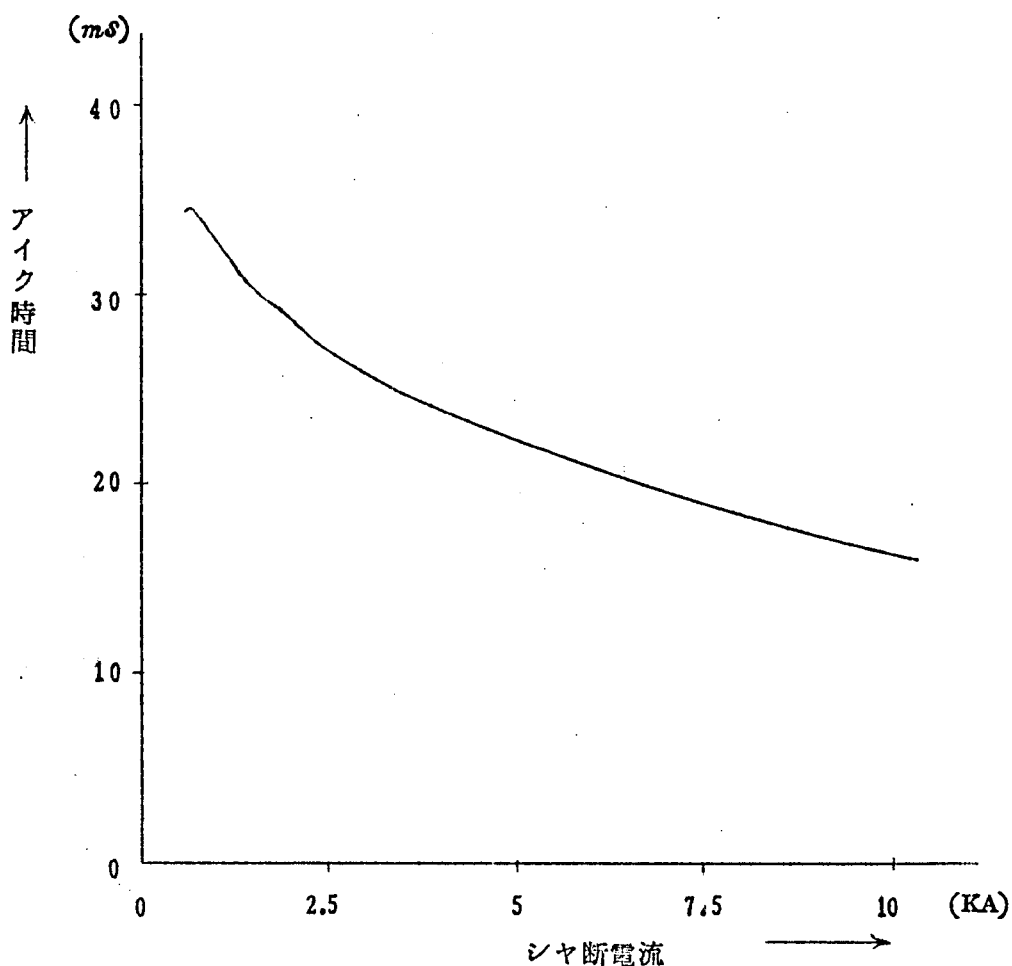
5KA程度の電流波高値では25ミリ秒程度のアーク時間で急激に増加し、それ以上アーク時間が増加してもシヤ断能力の増加はわずかである。

電流波高値を変化させて、以上のような関係を数多く求めることにより、通常油入シヤ断器のシヤ断性能の表現に用いられる第1 0.1 5図のような「アーク時間とシヤ断性能との関係」を容易に得ることができる。

第1 0.1 3図 油入シヤ断器等価試験の長時間オシログラム

第 1014 図 シヤ断電流を一定とした時のアーク時間とシヤ断可能な
回復電圧との関係
(Side Vented Explosion Pot を有する油入シヤ断器)





第 1 0.1 5 図 一定の回復電圧、固有周波数を有する回路をシヤ断するときの油入シヤ断器のシヤ断特性

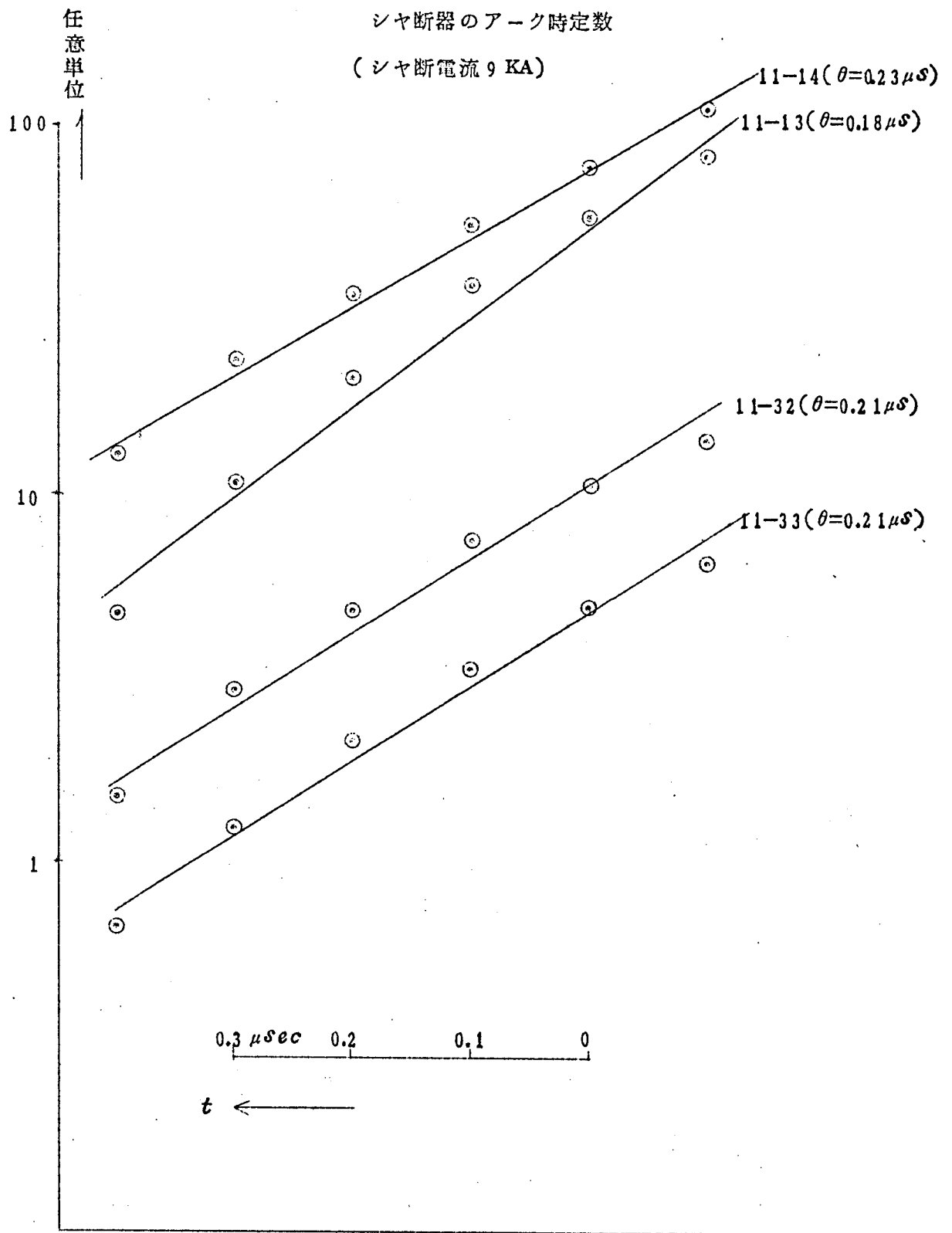
第 1 0.1 6 図は、電流波高値 9 KA 、アーク時間 20 ms という条件で固有周波数が低く、サージインピーダンスが低い回路条件 ($L_s = 6\text{ mH}$ $C_0 = 0.2\text{ }\mu\text{F}$) を電流零点近傍に与えた場合に生じる電流変化の様相を半対数図表上にプロットしたものである。空気シヤ断器の場合と同じように電流零点近傍で電流の指数関数的変化が見られ、これからアーク時定数を推定することができる。同図からこの種のシヤ断器のアーク時定数は空気吹付シヤ断器のそれに比して 1 桁程度小さい値であることがわかる。これはこの種のシヤ断器が空気よりもはるかに消弧力の大きい水素(油から分解したもの)の吹付を利用して消弧していることに基因するものであろう。

第 1 0.1 7 図は、再起電圧の固有周波数をできるだけ高め、振巾率をある程度低くして、

第10.16図 Side Vented Explosion Pot を有する油入

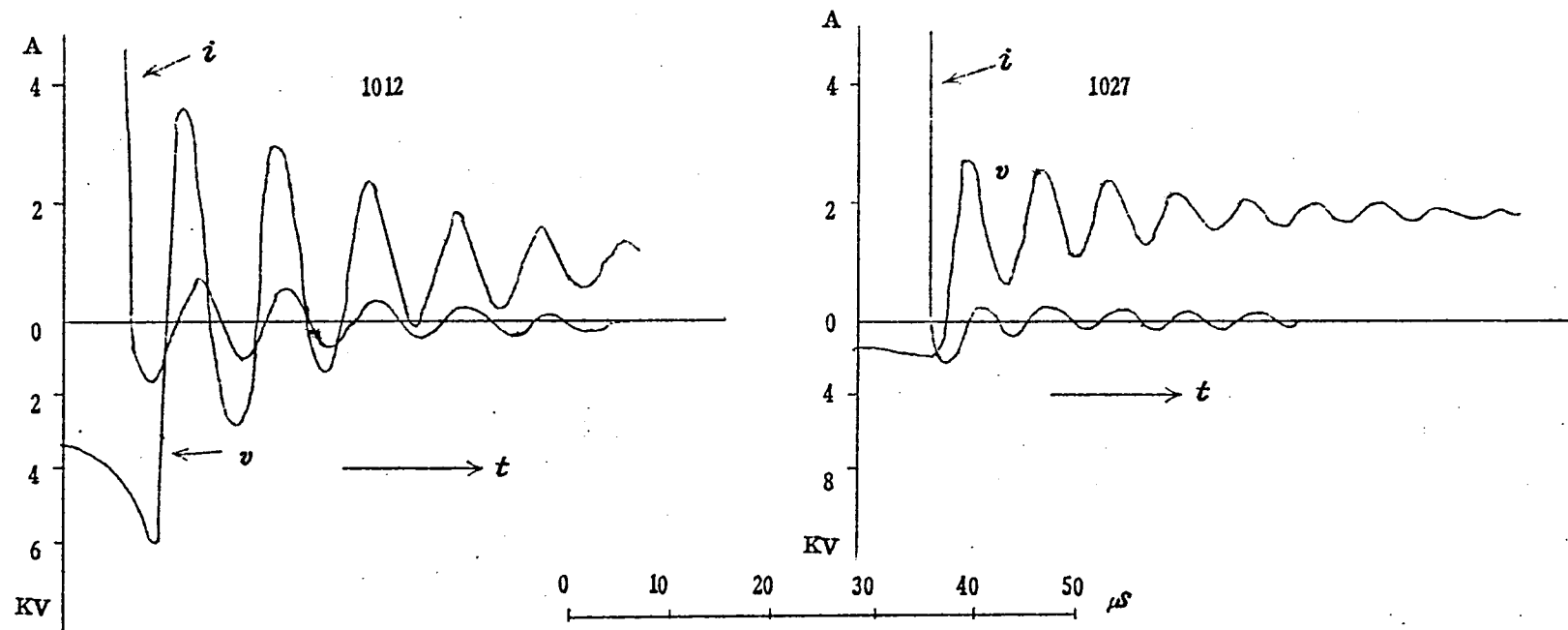
シヤ断器のアーキ時定数

(シヤ断電流 9 KA)



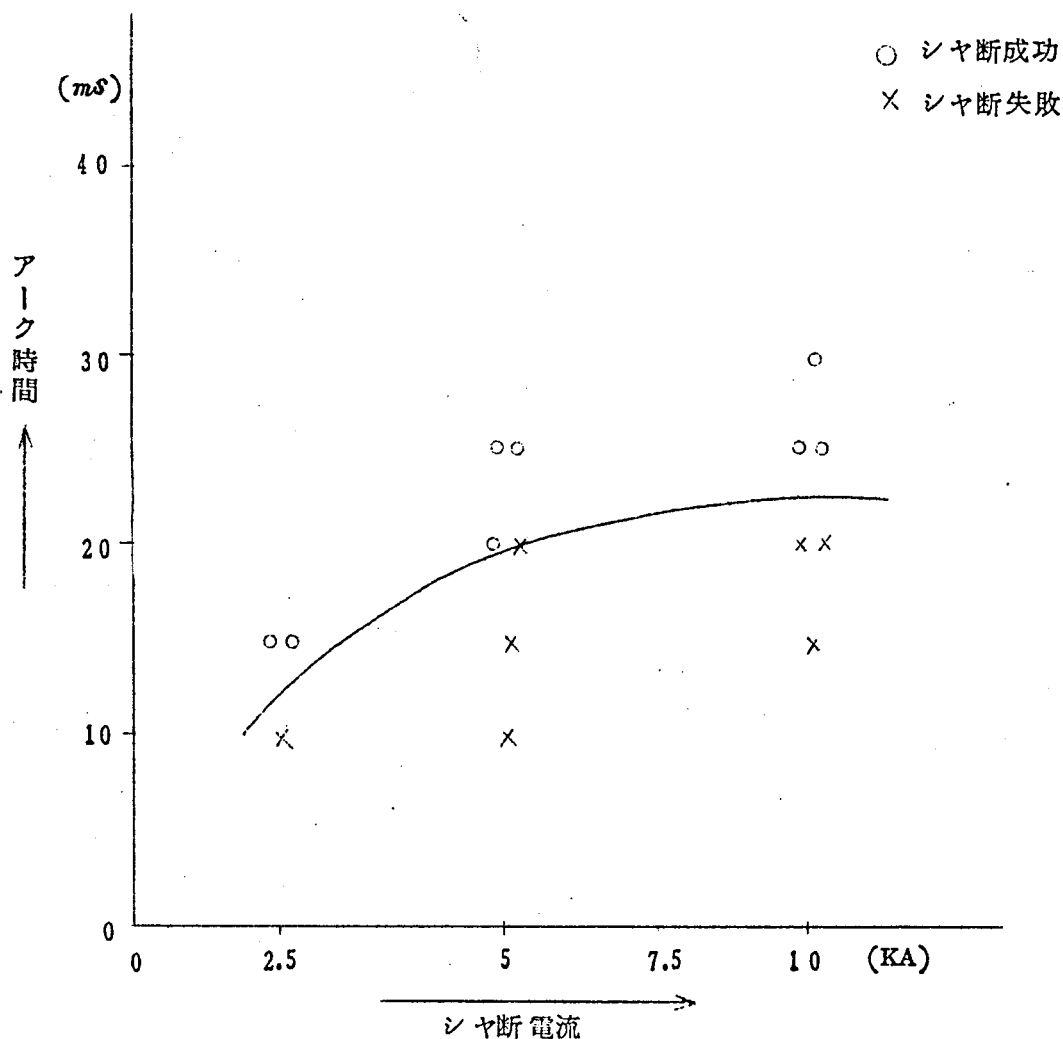
第10.17図 Side Vented Explosion Pot を有する

油入シヤ断器の零点近傍のオシログラム



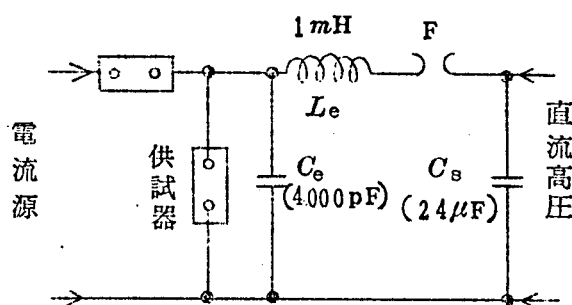
キロメートル故障の場合に出現する再起電圧に近似させた場合のオシログラムである。コンデンサブツシングの影響で $1 \sim 2 \text{ mH}$ 程度のインダクタンスでも $150 \sim 110 \text{ KC}$ 程度以上に固有周波数を高めることはできなかつたが、この程度の周波数ではいわゆる残留電流が観測されず、極間容量（このシヤ断器の極間容量は空気シヤ断器に比してかなり大きい）を通じての充電電流が観測されているにすぎない。

以上のようにアーク時定数が小さく、残留電流が非常に流れにくいということは、「系統におけるシヤ断実績から経験的には知られていながらその理由が明らかにされていなかった」「好妙に設計された消弧室を有する油入シヤ断器はキロメートル故障に対して強い」という事実の原因を明確に説明するものであろう。



第 10.18 図 油入シヤ断器のキロメートル故障 (1 Km) に対するシヤ断特性の 1 例

第10.18図は空気シヤ断器に対してもつとも苛酷となる「線路長1kmのキロメートル故障」を仮想して次に示すような近似回路で、油入シヤ断器のそれに対するシヤ断特性をしらべたものである。すなわち線路を第10.19図に示すような単一周波数回路で近似し、 C_s のシヤ断零点近傍の端子電圧がキロメートル故障の高周波振動の中心電圧に一致するように C_s の充電電圧をえらび、さらに脚註に示すような考え方に従つて等価試験の直流電流値を



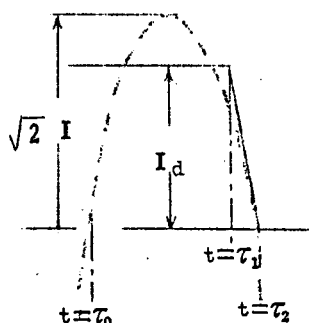
想定している交流電流実効値に等しく選んで行なつた実験の結果である。

第10.15図に示すような「回復電圧が一定な回路のシヤ断特性」とはことなり、この場合電流値の増加とともに瞬時回復電圧が上昇するので、アーク時間は電流値の増加ととも

第10.19図 油入シヤ断器のキロメートルに対する試験

にもむしろ長くなつてゐる。

(註)



油入シヤ断器の消弧には、シヤ断零点前半サイクルに放出されるアークエネルギーが最も重要であるので、この期間におけるアークエネルギーを想定している実試験のそれと一致させればよい。しか

合には

$$\int_{\tau_0}^{\tau_1} I_d dt + \int_{\tau_1}^{\tau_2} (I_d - \omega \sqrt{2} I t) dt = \sqrt{2} I \int_{\tau_0}^{\tau_2} \sin \omega t dt$$

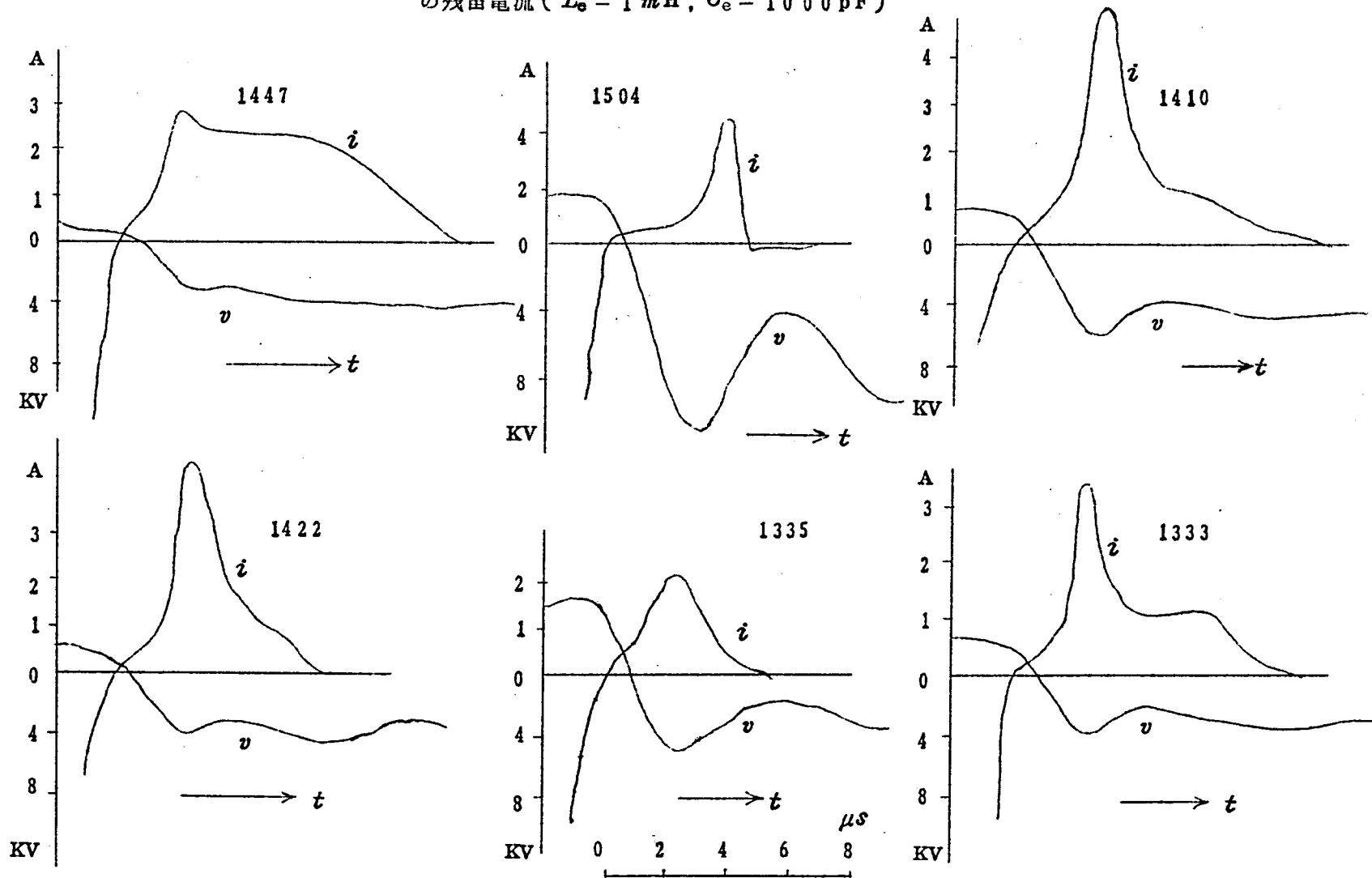
う。したがつて等価試験の電流波形を図の実線に示すような波形(零点近傍の傾斜が点線に示す実電流の零点における傾斜と一致している)にえらんだ場合には

なる関係が満足されるように I_d をえらべばよい。こゝに I は想定している実回路のシヤ断電流実効値であり、 ω は商用周波数、 I_d は等価試験の直流電流値である。上式を積分して I_d と I との関係を求めると、次式を得る。

$$\frac{I}{I_d} = \frac{\sqrt{2} \pi + \sqrt{2 \pi^2 - 8}}{8} \div 1$$

以上は健全な消弧室を有する油入シヤ断器に関する実験結果であるが、数十回の試験の末消弧室が劣化してくるとアーク時定数が空気シヤ断器のそれと同程度にまで大きくなり、固有周波数が 100 KC 以上の回路条件では残留電流が流れる。第 10.20 図はこのような条件で流れる残留電流波形を示したものである。空気シヤ断器に比して極間容量がはるかに大きいので、電流零点と電圧零点とが多少ずれて観測されるだけでなく、それ以外の時間位置における電流波形も、やゝ変歪して観測されているが、空気シヤ断器に非常によく似た残留電流波形が測定されている。これはこの種の油吹付シヤ断器でも空気シヤ断器と同様な消弧現象が生じていることを物語るものであろう。

第10.20図 Side Vented Explosion Pot を有する油入シヤ断器
の残留電流 ($L_e = 1\text{ mH}$, $C_e = 10\,000\text{ pF}$)



第 1 1 章 本研究の成果の要点

- ① 合理的な合成等価試験方法を設計し、その妥当性に対する裏附を得るためにぜひ必要であるだけでなく、それ自体としても非常に興味のある問題である「消弧現象の研究」を行い、とくに高圧プラズマの電流零点近傍における現象を理論的ならびに実験的に明らかにした。
- まず第 2 章で高温アークプラズマの基ソ物理的な性質を理論的に考慮し、
- (i) 高温における熱伝導現象、アーク空間の含有エンタルピーの変化などを考える場合には、粒子の解離あるいは再結合の速度を考慮しなければならないことを明らかにした。
 - (ii) 高気圧アークプラズマにおける状態が熱平衡に達する速さを理論的に推定し、電子対イオンの再結合は極めて急速に行われるが、原子から分子への再結合速度は前者に比してかなり遅いこと、空間の熱力学的平衡は極めて急速に達成されること、などを示した。
 - (iii) したがって最近の高圧シヤ断器のように高速気流あるいは高速油流を利用して消弧を行うシヤ断器では、アーク空間の熱電離現象はほぼ熱平衡状態にあるが、原子から分子への再結合反応は少なくとも消弧室内では完全に凍結状態にあることを示した。
 - (iv) 以上のような高圧プラズマの性質を考慮して、高圧プラズマに対して成立する一般的な基ソ方程式を樹立した。
 - (v) 高速気流中アークを模型化することによつて、一般的な基ソ方程式を実用的な動特性近似式に変形した。
- 次に、これまでに数多くの研究者によつて行われたものよりはるかに精密な「シヤ断アークに関する実験」を行い
- (vi) 気中自然アークの電流零点近傍の動特性を詳細に測定し、アーク空間を弧心および外焰の二つの部分に分割すればこの動特性を定性的にうまく説明できることを明らかにした。
 - (vii) 空気シヤ断器の電流零点近傍のアーク時定数を測定し、この測定値が第 2 章で得た動特性式から予測される値と良く一致することを示した。
 - (viii) 空気シヤ断器の場合、回有周波数が低くサージインピーダンスが小さい回路条件では、電圧零点前に電流は指数関数的にかなり急速に減少するので、電圧零点後にはいわゆる残留電流は観測されないが、固有周波数が高く振幅率の低い再起電圧条件では、かなりの残留電流が流れることを認めた。
 - (ix) 各種の再起電圧で生じる零点近傍の電流電圧波形を空気シヤ断器について正確に測定し

た。そしてこゝに実測された波形と第2章の動特性式から計算される波形とが、電圧零点後のみならず電圧零点前においても非常によく一致することを確認した。

(x) 空気シヤ断器のキロメートル故障に対する熱的破壊限界を計算から推定できることを示した。

(xi) その他の各種のシヤ断器についても、電流零点近傍の電流電圧波形を正確に測定した結果、一般に高圧プラズマの消弧現象は第2章で展開した熱平衡論で取り扱わなければならないことを明確にした。そして高圧プラズマを媒体とするシヤ断器では、いかなる回路条件をシヤ断する場合にも、回路の固有周波数だけではなく、サージインピーダンスもシヤ断条件を決定する大きな要素であることを示した。またこの種のシヤ断器では、上昇率が極端に高い回路条件と、固有周波数が低く、サージインピーダンスが低い回路条件という二つの回路条件における試験結果から、その他のあらゆる回路条件における電流電圧変化の様相を推定できる可能性のあることを示した。

② 文献を参照してシヤ断器が適用される系統の特性を考察し、

(i) 系統の再起電圧には、高圧シヤ断器に苛酷な条件を与える「初期上昇率の非常に大きい複周波数特性」があることを示した。

(ii) 将来における短絡容量の増加からすれば、合成等価試験方法が将来ますます重要になることを明らかにした。

③ 第5章ではこれまでの章で論じた結果をもとにして合成等価試験方法を検討し、

(i) シヤ断零点近傍では回路の固有周波数だけではなく、サージインピーダンスも想定している実回路のそれと一致することが等価試験の具備すべき必要条件であることを強調した。

(ii) アーク期間中におけるアークエネルギーが一致し、零点近傍の回路条件が(i)で述べた条件を満足する程度にしつかりしておれば、シヤ断零点はるか前の電流波形までも一致させる必要はなく、このことは等価試験の電流源に使用される短絡発電機的能力を大きく拡大できる可能性を与えるものであることを示した。

(iii) とくに消弧現象の究明には、アーク条件の精密な制御を可能にし、しかも実回路よりはるかに広い再起電圧条件を与えて正確な測定を可能ならしめる合成等価試験方法が、実試験よりはるかに有効であることを強調した。

そしてこのようにして明らかにされた結果を用いて、逆に合成等価試験方法の妥当性に対する裏附を得ることも可能であることを述べた。

- (iv) 電流源の短絡発電機の電圧を整流器により直流に変換すれば、アーク時間が半サイクル以上のシヤ断試験をも容易に行えることを示した。
- (v) 短絡発電機の電圧を整流してリアクトルに直流を流すことによつて、発電機の有する回転エネルギーを一旦リアクトルに移行すれば、短絡発電機の有する電流源としての能力をそれを直接使用するのにくらべてさらに20倍以上に拡大できることを示した。

④ 合成等価試験の主回路の構成を具体的に検討し、

- (i) 電流源回路の設計方法を示した。とくに短絡発電機から蓄勢リアクトルにエネルギーを移行するときに生じる過渡現象を詳細に解析し、蓄勢リアクトル設計の基ソを与えた。そして短絡発電機の有する回転エネルギーを25%以上リアクトルに移行できる可能性を示した。
- (ii) 電圧源回路のコンデンサ容量の決定方法、高圧振動回路のリアクトルの設計を明らかにした。
- (iii) 系統に出現する任意の再起電圧条件を合成等価試験方法により容易に実現できることを明らかにした。

⑤ 合成等価試験の制御には非常に精密な制御装置が必要であるが、次のような機器を試作してその要求を満たすことができた。

- (i) 一つの与えられた時点からそれぞれ独立に選択可能な任意の時間的位置に30 μ 秒の精度で多数の制御信号を発生する装置、試験時の発電機周波数を0.2%の精度で制御する装置。
- (ii) 高圧に設置された火花間隙を電波連絡によつて低圧側から精密に制御する装置。

⑥ シヤ断試験の結果を明らかにするためにも、消弧現象の本質を究明するためにも、各種の特殊な測定装置が必要であるが、その測定に必要とされる測定器の性能を明らかにし、それを満足する各種の測定器を試作した。

とくに

- (i) 電流零点近傍の電流波形を正確に測定するために必要な増幅器の周波数特性を明らかにし(付録9.2)、それを満足する増幅器を試作した。電流測定用の分流器には同軸分流器

が最も適していることを指摘し、著者らの使用している分流器の性能を明らかにした。

- (ii) 電圧が高く、変化率の大きい電圧波形の測定装置、電流零点を 1μ 秒以下の精度で検出する装置などを試作した。
- (iii) 雑音レベルの高い点で精密な測定装置を使用しているので、その雑音対策には十分な対策を講じた。その結果、測定から雑音を完全に除去することができるようになった。
- (iv) 大地から高電圧に浮いた消弧室の圧力をも測定できる装置を開発した。

⑦ 新しい合成等価試験方法を空気シヤ断器、油吹付シヤ断器に適用し、

- (i) 実用スケールの空気吹付シヤ断器に対して容易に適用できることを確認した。
- (ii) 実用スケールの空気シヤ断器のアーク時定数、残留電流など精密に測定した。
- (iii) 実用スケールの空気シヤ断器のキロメートル故障に対するシヤ断性能を確認した。
- (iv) アーク時間半サイクル以上のシヤ断器に対しても容易に適用できることを確認した。
- (v) 巧妙に設計された消弧室を有する油入シヤ断器のアーク時定数は空気シヤ断器のそれよりもはるかに小さいことを発見した。

したがって固有周波数が 140KC 程度の高周波再起電圧を与えても、残留電流がほとんど認められないことを確認した。

- (vi) 油吹付シヤ断器のキロメートル故障に対する耐力を検証した。
- (vii) 多数回の試験により劣化した消弧室を使用すれば、アーク時定数が長くなり残留電流が流れることを確認した。そして油吹付シヤ断器でも空気吹付シヤ断器と同様な消弧現象が生じていることを明らかにした。

謝 辞

終りに臨み、御教授、御鞭撻を賜わった京都大学工学部林重憲教授、種々御指導、御討論をいただいた東京大学工学部福田教授をはじめとするシヤ断器技術懇談会の方々に深く感謝します。

また本論文の作成と発表の機会をあたえていただいた三菱電機株式会社研究所石黒所長、絶えず御指導と御鞭撻を賜わった電気第1研究室の安藤室長、本研究のテーマを与えて下さり、終始御懇切な御教授、御指示、御協力をいただいたのみならず、原稿を丹念に通読して種々有益な御注意を賜わった電気第1研究室の潮研究員、ならびに研究にあたっているいろいろと御助力いただいた八代、大倉、宮本の各技師に厚く御礼申し上げます。

さらにまた各種のシヤ断器を提供していただいた三菱電機伊丹製作所の新井技術部長、同所シヤ断器課の五十嵐課長、永田係長はじめ富永、米沢、森岡の各技師、アナログ計算機の計算に御協力いただいた無線機製作所の桑田技師、デジタル計算機の計算に御協力いただいた迎技師をはじめとする本社企画部の方々に深甚の謝意を表します。

以 上

参 考 文 献

- (1) 昭35電気連大シンポジウム予稿 S-4
- (2) 潮恒郎; 電力, 44, 3号 P73~80
- (3) Trautweiler, M. ASE, No 16 (1940) P349~357
- (4) 潮, 伊藤, 電学誌 77巻824号 P20~29
Ushio, T. & Ito, T.; ETJ of Japan Dec 1957 P139
- (5) 潮, 伊藤 特許昭33-9933
- (6) 伊藤 昭33電気関西支部連大予116
- (7) Skeats, W. F.; E. E., 1936, P710
- (8) Slamecka, E.; AEG Mitt., 43 (1953) P280~285
- (9) Biermanns, J.; CIGRE No 102 (1954)
- (10) Hochrainer, A.; AEG Mitt. 47 (1957) P247~264
- (11) 中野; 日立評論 23, 9 (昭15-9)
- (12) 中野; 日立評論 26, 9 (昭18-9)
- (13) Marx, E.; E. T. Z. 1936 P583
- (14) 篠原, 許, 他; 電気第19回連大 No 9-2~5
- (15) Oplitz, F.; AEG Mitt 43 1953 P280~285
- (16) 潮, 伊藤; 昭30関西支部連大 1 P11
- (17) Chernyshev N. M.; CIGRE, No 116 (1958)
- (18) Kaplan, V. V., Nashatiry V. M.; Elektrichestvo, No 5 14-17
(1953)
- (19) Kaplan, V. V., Nashatiry V. M.; Elektrichestvo, No 11 29-35
(1958)
- (20) AKodis, M. M., ; Elektrichestvo, No 5, 42-47 (1957)
- (21) AKodis, M. M., ; Elektrichestvo, No 5, 18-22 (1953)
- (22) Becker, H. ; CIGRE No 117 (1956)
- (23) Browne, T. E. Jr. & Strom, A. P.; T. AIEE vol. 75, pt. III,
1956 P1357-61
- (24) 山崎; 日立評論 40 P1047 (昭33)

- (25) 山崎 ; 電学誌 79 卷 850 号 P 896 (昭 34)
- (26) Marx , E. ; E. T. Z. 1952 Bd 73 H 13
- (27) 特許 昭 35-7709
- (28) Hochrainer , A. ; ETZ-A, Bd , 81 H. 10 P 349~355(1960)
- (29) Slepian , J. ; T. A I E E 47 (1928) 1398~1407
- (30) " ; T. A I E E pp. 421~30 (1930)
- (31) Kesselring , F. and Koppelman , F. ; Arch. Elect. 30, 71~108
(1936)
- (32) Kesselring , F. and Koppelman , F ; Arch. Elect. 34, 155~84
(1941)
- (33) Kesselring , F. and Koppelman , F ; Arch. Elect. 29, 1~33
(1935)
- (34) Prince , D. C. and Poitras , E. J. ; El. World 97, 400~404
(1931)
- (35) Prince , D. C. , Henley , J. A. and Rankin , W. K. ; T. A I E E ,
59 (1940) 510-17
- (36) Slepian , J. ; T. A I E E , 60, 162~167 (1941)
- (37) Cassie , A. M. ; C I G R E 10, 102 (1939)
- (38) Cassie , A. M. ; ERA Tech. Rep G/XT 134 (1953)
- (39) Mayr , O. ; Arch. Electro. 37 588~608 (1943)
- (40) Browne , T. E. Jr. ; T. A I E E 67, 141~152 (1948)
- (41) Hochrainer , A. ; ETZ-A 73 (1952)
- (42) Spruth , W. ; Arch. Elect. Bd 43, 645~652 (1958)
- (43) Chapman , S. and Cowling , T. G. ; The Mathematical Theory of
Nonuniform Gases , Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1939
- (44) Cohen , R. S. , Spitzer , L. , and McRoutly , J. P.
; Phys. Rev. Vol. 80, No 2 P 238 (1950)
- (45) Kennard , H. ; Kinetic Theory of Gases
McGraw Hill, P 179~182 (1938)

- (46) Butler, J. N. and Browkaw, R. S., ; Journ., of Chem. Phys
vol 26, No 2 P 274 ~ 281 (1957)
- (47) 例えば
佐々木伸二; 化学反応論 (共立社)
広田 鋼蔵; 反応速度 (共立全書)
- (48) Mathews, D. L. ; Physics of Fluids Vol 2 No 2 P 170
- (49) Martin H. B. and Martin, H. S. ; J. of the Aerospace Science
12 (1960)
- (50) 例えば Massey, H. S. W. and Burhop, E. H. ; Electron and Ion
Impact phen., Oxford (1952)
- (51) Bates, D. R. ; Physical Rev. 77 P 718 (1950)
- (52) Leob, L. B. ; Handbuch der Physik, BXXI P 492 (1956)
- (53) Herzburg, G ; Molecular Spectra and Molecular Structure I.
Spectra of Diatomic Molecules, Nostrand Co. (1950)
- (54) Spitzer, L. Jr. ; Physics of Fully Ionized Gases, Princeton,
New Jersey
- (55) Hansen, C. F. ; NASA T. R. R-50 (1960)
- (56) Rabinowitsh ; Trans. Faraday. Soc. 33 283 (1937)
- (57) Glasstone, S. and Eyring, H ; The Theory of Rate Processes
(1941)
- (58) Browne, Jr. T. E. ; T. A. I. E. E. 88 H. 40 P 1508 ~ 1517
(1959)
- (59) Cassie, A. M. and Mason F. O. ; C I G R E 1956 No 103
- (60) Mason, F. O. ; The Engineer, P 689 (May, 1952)
- (61) Schmidt, E ; V. D. E-Verlag Berlin (1958)
- (62) Kopplin, E and Schmidt, E ; ETZ-A 80 (1959)
- (63) 潮; 三菱電機 Vol. 30 P 11 ~ 15 (1956)
- (64) Horst, D. Th. J. ter and Rutgers, C. A. W. ; C I G R E 1956
No 122

- (65) Mayr, O. ; V. D. E. - Verlag, Berlin (1958)
- (66) Horst, D. Th. J. ter, Rutgers, G. A. W. and Bist V. K.
; CIGRE 106 (1960)
- (67) Teszner, S., Dufour, P., Guillaume, A. and Delevoy, V.
; CIGRE, 1958, No 148
- (68) Baltensperger, P. and Schmid, P.; Bull Schweiz, Electrotech. Ver.
, Bd 47
- (69) 潮; 昭29 関西支部連大 290
- (70) 潮, 伊藤; 昭31 連大 324
- (71) 伊藤 ; 昭34 連大 421
- (72) 中野, 他; 昭33 連大 522
- (73) 中野, 他; 昭34 連大 423
- (74) 伊藤; 電学誌 79巻 848号 (May, 1959)
Ito, T. ; ETJ of Japan Vol 5 No 3/4 1960
- (75) Nottingham; Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs, 42. 302 (1932)
- (76) Skeats, W. F. and Schuck, C. L. ; T. AIEE 54-140
- (77) King, L. A. ; ERA (Stockholm) Tech. Rep. G/XT 155
- (78) Cobine and Burger ; J. App. Phys. 26 895 (1955)
- (79) Lee, T. H., Wilson, W. R. and Sofianek, J. C. ; T. AIEE
57-177 (1957)
- (80) Yoon, K. H. and Spindle, H. E. ; T. AIEE 77 Pt. III. 1634
(1959)
- (81) 潮, 伊藤; 電学誌 80巻 867号 P1832~1840 (1960)
- (82) Bruce, C. E. R. and Whitney, W. B. ; ERA G/XT 66 (1951)
- (83) 伊藤; 三菱電機 Vol 34 No. 10 P109 (1960)
- (84) Firschfelder, J. O. ; J. of Chem. Phys. Vol 26 No 2 P274~
281 (1957)
- (85) 伊藤; 三菱電機 Vol. 35 No. 2 P71~79 (1961)
- (86) 伊藤, 八代, 大倉, 潮; 昭34 電気関西連大 94
- (87) 潮, 伊藤; 昭34 連大 92

(89) 1958年以前の文献は

「電気協同研究 第14巻 第2号」

に集録されている。

(90) I. E. C. Technical Committee No 17, Sub-Committee

17 A, draft C (Jan. 1958)

(91) 例えば、 電気協同研究 第14巻 第2号

(92) 潮恒郎；電学誌 79巻 850号 P26~39 (1959)

(93) Orgeret, M. L. et Renaud, J. ; SFE9 No 108 P724~44 (1959)

(94) Baltensperger, P. and Ruoss, E. ; B. B. R. P329 (1960)

(95) 1960年のCIGREでこの問題が大きくとりあつかわれている。

Petitpierre, R. ; No 115

Gall, C., Henry, J. C., Baron, Y. et Pouard, M. ; No 135

(96) Pouard, M. M. ; SFE 7& 8 No 95 P754~764

(97) 潮恒郎；昭34年電気関西支部連大 シンポジウム

「超高圧送電に関する諸問題」

(98) 潮恒郎；三菱電機 第33巻 第4号 (1959)

(99) Hochrainer, A ; ETZ-A 78 P689~693 (1957)

(100) Baltensperger, P. ; Bull. ASE 51 P97~102 (1960)

(101) Concordia, C ; Synchronous Machines, John Willey & Sons, Inc.
, New York (1951)

(102) 潮、伊藤、八代、大倉；三菱電機 Vol. 34 No 8 P47~56 (1960)

(103) 潮、伊藤、八代；昭32電気連大367

(104) Autenrieth, K. and Voigt, H. ; ETZ-A Bd 78 H16 P421~425
(1957)

(105) Conradi, G. and Duffiong, P. ; ETZ-A Bd 80 H13 P421~425
(1959)

(106) Pucher, W. ; ASEA Journal P107 (1956)

(107) 潮、伊藤；特許公報 昭36-1085

(108) Park, J. H. ; J. R. of NBS Res. Rep. 1823 39, (Sept. 1949)

- (109) 八代俊雄、伊藤利剛、 昭 3 6 電気連大 6 4 9
- (110) 昭 3 6 電気連大シンポジウム 短絡容量対策
- (111) 潮, 伊藤; 電学誌 8 1 卷 8 7 0 号 P 1 0 6 ~ 1 1 5 (March 1961)
- (112) Ushio, T & Ito, T ; Mitsubishi Denki Laboratory Reports
Vol. 2 , No. 2 P 1 2 1 ~ 1 4 5 (April 1961)